

A Farsi translation of

Hydrodynamics of Pumps

by **Christopher Earls Brennen**

California Institute of Technology

Pasadena, California

Translated by Mohamad Shahrokhani

Original published by Concepts ETI, Inc. and Oxford University Press

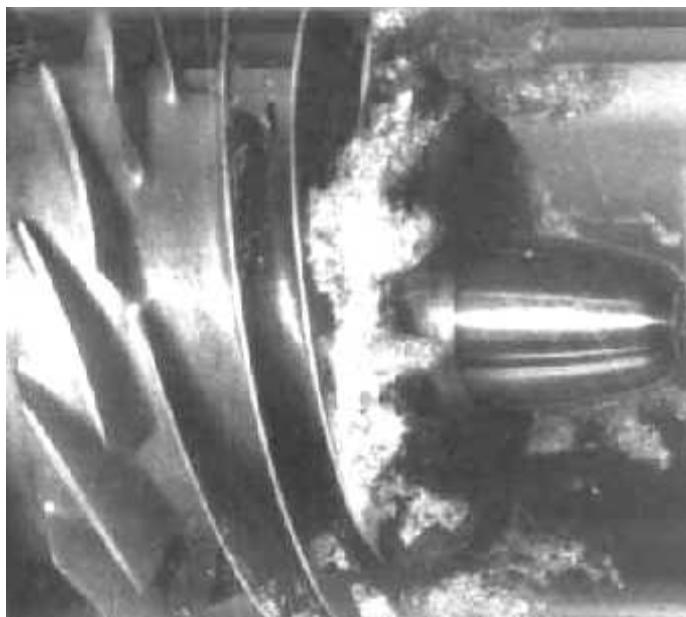
Preface

I am honored that Dr. Mohamad Shakrokhani has chosen to prepare this Farsi translation of “Hydrodynamics of Pumps”, a book that was originally jointly published in 1994 by Concepts ETI, Inc. and Oxford University Press. It was a pleasure to work with him to ensure that the translation is as accurate as possible. When I first placed the entire book on the internet some five years ago, it was with the hope that the material would get the widest possible circulation. This hope was founded on two coupled beliefs. First that the most effective way to roll back the limits of knowledge is to share it as widely and freely as possible. And second that through the process of sharing knowledge we achieve a mutual respect and cooperation that is to the benefit of all mankind. Thus it is my hope that many Farsi-speaking engineers around the world will find benefit in this translation and will use the knowledge so gained to advance the welfare of all the people of the world.

Finally I would like to express my gratitude to Concepts ETI, Inc., the copyright holders, for their help in allowing the publication of this Farsi translation.

Christopher Earls Brennen
California Institute of Technology, November 2006.

هیدرو دینامیک پمپ ها



نوشته: پرفسور کریستوفر ارلز برنن
ترجمه: دکتر محمد شهرخ خانی

پیش گفتار نویسندگان به نشر اصلی

این کتاب با منظور نگاشتن ترکیبی از کتاب مرجع برای متخصصین پمپ ، و تک نگاری برای دانشجویان پیشرفته که علاقمند به مسائل اساسی مربوط به پمپ ها می باشند ،نگاشته شده است . این کتاب را به دوست و همکارم Allan Acosta ، تقدیم می نمایم ، که کار کردن با وی در طی سال ها برایم باشادمانی و افتخار توام بوده است .

معدالک این کتاب دارای ریشه های دیگری نیز بوده است . شروع آن با یک رشته یاد داشت ها ئی بوده که برای ارائه در دوره های کوتاه مدتی تهیه شد که توسط شرکت Concepts ETI,Inc برگزار می گردید ،و سرپرستی آنها با همکار با ارزش دیگرم ، David Japikse مدیرکل شرکت Concepts ETI,Inc بود . دوست دیگرم ، Yoshi Tsujimoto نسخ اولیه دستنویس ها را خواند و پیشنهاد های با ارزشی بر آنها ارائه نمود . از کلیه دوستان دیگرم بدینوسیله سپاس گزاری می نمایم که در پژوهش های توربو ماشین ها و صنعت پمپ سازی مشارکت دارند و همکاری با ایشان برایم باعث خوشوقتی بوده است از جمله ، Paul Cooper ، Dara Childs ، Jim Fenwick ، Arpad Fay ، Tony Eastland ، Jules Dussourd ، Nick Cumpsty ، Terry Jones ، Gene Jackson ، Loren Gross ، Ed Greitzer ، S. Gopalakrishnan ، Sheldon ، Hideo Ohashi ، Bill Morgan ، Kioshi Minemura ، Kenjiro Kamijo ، Helmut ، Bruno Schiavello ، Ed Ruth ، Peter Runstadler ، Rubin ، Walt Swift ، Henry Stinson ، Siekmann و دیگران . بعلاوه برایم افتخاری بود که با دانشجویان با استعداد انستیتو تکنولوژی کالیفرنیا در تحقیقات مربوط به مسائل توربو ماشین ها همکاری داشته باشم از جمله این دانشجویان عبارتند از ، David Braisted ، Sheung-Lip Ng ، Edmond Lo ، Curtis Meissner ، Greg Hoffman ، Javier Del Valle ، Norbert Arndt ، Douglas Adkins ، Dimitri Chamieh ، Belgacem Jery ، Abhijit Bhattacharyya ، Rusty Miskovich ، Mike Karyeacis ، Ronald Franz ، Joseph Sivo و Adiel Guinzburg . در خاتمه هیچ یک از این کارها بدون تشویق ، دوستی و همراهی Doreen میسر نبود که دین من به او در کلام نمی گنجد .

کریستوفر ارلز برنن ، انستیتو تکنولوژی کالیفرنیا
جولای ۱۹۹۴

پیش گفتار نویسنده به نشر فارسی کتاب

برایم باعث افتخار است که دکتر محمد شهرخ خانی کتاب " هیدرودینامیک پمپ ها" را برای ترجمه به زبان فارسی انتخاب کرده است ، کتابی که در سال ۱۹۹۴ بصورت مشترک توسط Concept ETI,Inc و سازمان نشر دانشگاه آکسفورد چاپ شد . برای من کار کردن با ایشان ، برای اطمینان از اینکه ترجمه فارسی حتی الامکان با دقت انجام شود باعث خوشحالی بوده است. پنج سال پیش که من برای اولین بار این کتاب را در اینترنت قرار دادم ، با این امیدواری بود که مطالب کتاب بیشترین مخاطب را داشته باشد. اول این که برای توسعه مرزهای دانش ، سهم نمودن هرچه ممکن آن بصورت گسترده و آزاد با دیگران ، و دوم اینکه با فرایند سهم نمودن دانش میتوانیم به احترام متقابل و همکاری در جهت منافع همه بشریت ، نائل گردیم. بنابراین امید من این است که بسیاری از مهندسين در سراسر دنیا که به زبان فارسی تکلم می کنند از این ترجمه بهره برداری نموده و از این دانش برای رفاه همه مردم دنیا استفاده نمایند .

در خاتمه علاقمندم از Concept ETI,Inc ، دارنده حق نشر این کتاب ، بمنظور صدور اجازه برای نشر این ترجمه فارسی ، سپاسگزاری نمایم .

کریستوفر ارلز برنن

انستیتو تکنولوژی کالیفرنیا ، نوامبر ۲۰۰۶

فهرست مطالب

پیش گفتار

فهرست علایم

فصل اول – مقدمه

- ۱-۱ موضوع
 - ۱-۲ کاویتاسیون
 - ۱-۳ جریان های ناپایدار
 - ۱-۴ گرایش در توربو ماشین های هیدرولیکی
 - ۱-۵ ساختار کتاب
- فهرست منابع

فصل دوم – اصول مقدماتی

- ۲-۱ ثُمادهای هندسی
 - ۲-۲ ردیفه ها
 - ۲-۳ ثُمادهای جریان
 - ۲-۴ سرعت مخصوص
 - ۲-۵ هندسه پمپ ها
 - ۲-۶ ترازا انرژی
 - ۲-۷ عملکرد ایده آلی و بدون کاویتاسیون پمپ ها
 - ۲-۸ چند پروانه و پمپ ویژه
- فهرست منابع

فصل سوم - تحلیل عملکرد دو بعدی

- ۳-۱ مقدمه
 - ۳-۲ تحلیل ردیفه خطی
 - ۳-۳ زاویه انحراف
 - ۳-۴ آثار لزجیتی در ردیفه های خطی
 - ۳-۵ تحلیل ردیفه های شعاعی
 - ۳-۶ آثار لزجیتی در جریان های شعاعی
- فهرست منابع

فصل چهارم - سایر ویژگی های جریان

۴-۱ مقدمه

۴-۲ آثار سه بعدی جریان

۴-۳ تحلیل تعادل شعاعی : یک مثال

۴-۴ کنترل جریان خروجی

۴-۵ پیش چرخش

۴-۶ سایر جریانهای ثانویه

فهرست منابع

فصل پنجم - پارامتر ها و شروع کاویتاسیون

۵-۱ مقدمه

۵-۲ پارامتر های کاویتاسیون

۵-۳ شروع کاویتاسیون

۵-۴ مقیاس بندی شروع کاویتاسیون

۵-۵ عملکرد پمپ

۵-۶ انواع کاویتاسیون پروانه

۵-۷ داده های مربوط به شروع کاویتاسیون

فهرست منابع

فصل ششم - دینامیک حباب ها ، صدمه و صدا

۶-۱ مقدمه

۶-۲ دینامیک حباب های کاویتاسیون

۶-۳ صدمه کاویتاسیون

۶-۴ سازوکار صدمه کاویتاسیونی

۶-۵ صدای کاویتاسیون

فهرست منابع

فصل هفتم - کاویتاسیون و عملکرد پمپ

۷-۱ مقدمه

۷-۲ داده های عملکرد پمپ نمونه

۷-۳ طراحی القاء کننده ها

۷-۴ عملکرد القاء کننده

- ۷-۵ آثار هندسه القاء کننده
 - ۷-۶ تحلیل کاویتاسیون در پمپ ها
 - ۷-۷ تاثیر دما بر عملکرد پمپ
 - ۷-۸ روش های خط جریان آزاد
 - ۷-۹ ردیفه های با کاویتاسیون پیشرفته
 - ۷-۱۰ ردیفه های با کاویتاسیون جزئی
 - ۷-۱۱ همبستگی های عملکرد با کاویتاسیون
- فهرست منابع

فصل هشتم- لرزش پمپ ها

- ۸-۱ مقدمه
 - ۸-۲ فرکانس های نوسانی
 - ۸-۳ جریان های ناپایدار
 - ۸-۴ استال دورانی
 - ۸-۵ کاویتاسیون دورانی
 - ۸-۶ سر ج
 - ۸-۷ خود نوسانی
 - ۸-۸ تعامل روتور و استاتور : الگوهای جریان
 - ۸-۹ تعامل روتور – استاتور : نیروها
 - ۸-۱۰ نوسان ناشی از کاویتاسیون پیشرفته
 - ۸-۱۱ رزونانس های صوتی
 - ۸-۱۲ لرزش پره ها
 - ۸-۱۳ ناپایداری های POGO
- فهرست منابع

فصل نهم - جریان ناپایدار در سامانه های هیدرولیکی

- ۹-۱ مقدمه
- ۹-۲ روش های دامنه زمانی
- ۹-۳ انتشار موج در لوله ها
- ۹-۴ روش مشخصه ها
- ۹-۵ روش های دامنه فرکانس
- ۹-۶ رتبه سامانه
- ۹-۷ ماتریس های انتقال
- ۹-۸ سامانه های توزیع شده

- ۹-۹ ترکیب ماتریس های انتقال
 - ۹-۱۰ خواص ماتریس های انتقال
 - ۹-۱۱ چند ماتریس انتقال ساده
 - ۹-۱۲ شار انرژی نوسانی
 - ۹-۱۳ پمپ های بدون کاویتاسیون
 - ۹-۱۴ القاءکننده های با کاویتاسیون
 - ۹-۱۵ سامانه با ساختار لرزشی
- فهرست منابع

فصل دهم- نیروهای شعاعی و روتور دینامیکی

- ۱۰-۱ مقدمه
 - ۱۰-۲ ثَمادها و مفاهیم پایه
 - ۱۰-۳ یاتاقان های هیدرودینامیکی و آب بند ها
 - ۱۰-۴ یاتاقان ها در اعداد رینولدز کم
 - ۱۰-۵ فضای حلقوی در اعداد رینولدز زیاد
 - ۱۰-۶ میراگرهای با لایه فشرده
 - ۱۰-۷ آب بند های حلقوی با جریان درهم
 - ۱۰-۸ آب بند های لایبرنتی
 - ۱۰-۹ آثار روتور دینامیکی نوک پره
 - ۱۰-۱۰ نیروهای شعاعی پایدار
 - ۱۰-۱۱ اثر کاویتاسیون
 - ۱۰-۱۲ پمپ های سانتریفوژ
 - ۱۰-۱۳ گشتاورها و خطوط اثر
 - ۱۰-۱۴ القاء کننده های با جریان محوری
- فهرست منابع

فهرست علائم

حروف رومی

شعاع لوله	a
مساحت سطح مقطع	A
ضرایب مشخصه های دینامیکی پمپ	A_{ijk}
ماتریس نیروی روتوردینامیکی	$[A]$
نسبت مساحت سطح مقطع	Ar
عرض گذرگاه عبور جریان	B
ماتریس گشتاور روتوردینامیکی	$[B]$
وتر پره یا فویل	c
سرعت صوت	c
ضریب روتوردینامیکی : میرائی متقابل	c
فاصله بین پره ای	c_b
گرمای ویژه مایع	c_{PL}
انعطاف پذیری	C
ضریب روتوردینامیکی : میرائی مستقیم	C
ضریب پسا ر	C_D
ضریب برار	C_L
ضریب فشار	C_p
ضریب فشار کمینه	$C_{p\min}$
نسبت ضخامت پره به فاصله دو پره متوالی	d
قطر پروانه یا بُعد نمونه جریان	D
ضریب پخش	Df
دترمینان ماتریس انتقال $[T]$	D_T
انرژی داخلی مخصوص	e
شار انرژی	E
ضریب یانگ	E
ضریب اصطکاک	f
نیرو	F

شتاب ثقل	g
مولفه شتاب ثقل در جهت s	g_s
انتالپی ویژه	h
فاصله نوک های دوپره متوالی	h
گام مارپیچ	h_p
انتالپی ویژه کل	h^T
ارتفاع پیژومتریک	h^*
افزایش ارتفاع کل	H
بُعد هندسی لقی	$H(s, \theta, t)$
ضربه صوتی	I
اعداد صحیح مانند $\omega / \Omega = I / J$	I, J
امپدانس پمپ	I_p
ریشه دوم ۱ -	j
ضریب روتوردینامیکی : سختی متقابل	k
ضریب هدایت حرارتی مایع	k_L
ضریب روتوردینامیکی : سختی مستقیم	K
ثابت گازها	K_G
نیروی برار	L
لختی	L
طول محوری (در جهت محور)	L
گرمای نهان	L
گذر جرمی جریان	m
ضریب روتوردینامیکی : جرم افزوده متقابل	m
جرم گاز داخل حباب	m_G
ثابت مرتبط با ضریب پसार	m_D
ثابت مرتبط با ضریب برار	m_L
گشتاور	M
عدد ماخ ، u / c	M
ضریب روتوردینامیکی : جرم افزوده مستقیم	M
مختصاتی که در جهت عمود بر سطح اندازه گیری می شود	n
سرعت مخصوص	N
تابع توزیع تعداد هسته های کاویتاسیون	$N(R_N)$

فشار مکشی خالص مثبت	$NPSP$
انرژی مکشی خالص مثبت	$NPSE$
ارتفاع مکشی خالص مثبت	$NPSH$
فشار	p
فشار صوتی منتشره	p_A
فشار کل	p^T
فشار جزئی گاز	p_G
سطح فشار صوتی	p_S
فشار بخار	p_V
توان	P
بردار کمیت های نوسانی	$\{\tilde{q}_i^n\}$
گذر حجمی جریان (یا حرارت)	Q
نرخ حرارت افزوده	\dot{Q}
مختصات شعاعی در توربوماشین	r
بُعد شعاعی در توربوماشین	R
شعاع حباب	R
مقاومت	R
شعاع هسته کاویتاسیون	R_N
عدد رینولدز	Re
مختصاتی که در جهت جریان اندازه گیری می شود	s
استحکام	s
کشش سطحی در سطح مشترک بخار اشباع / مایع	ζ
سرعت مخصوص مکشی	S
سرعت مخصوص مکشی شروع (کاویتاسیون)	S_i
سرعت مخصوص مکشی در کسری از افت ارتفاع	S_a
سرعت مخصوص مکشی شکست	S_b
ضریب لغزش	Sf
زمان	t
دما یا گشتاور پیچشی	T
عضوهای ماتریس انتقال	T_{ij}
ماتریس انتقال بر مبنای \tilde{p}^T و \tilde{m}	$[T]$
ماتریس انتقال بر مبنای \tilde{p} و \tilde{m}	$[T^*]$
ماتریس انتقال پمپ	$[TP]$
ماتریس انتقال سامانه	$[TS]$
سرعت در جهت های s یا x	u

بردار سرعت	u_i
سرعت سیال	U
سرعت در پاد جریان یک جریان یکنواخت	U_∞
سرعت سیال در دستگاه مختصات بدون دوران	v
حجم یا سرعت سیال	V
سرعت سیال در دستگاه مختصات دورانی	w
نرخ کار انجام شده بر روی سیال	\dot{W}
ارتفاع	z
مضرب مشترک Z_S و Z_R	Z_{CF}
تعداد پره های روتور	Z_R
تعداد پره های استاتور	Z_S

حروف یونانی

زاویه برخورد	α
ضریب پخش حرارتی مایع	α_L
زاویه بردار سرعت نسبی	β
زاویه پره نسبت به صفحه عمود بر محور دوران	β_b
سرعت انتشار موج	γ_n
متغیر هندسی	Γ
زاویه انحراف در لبه خروجی	δ
لقی	δ
برون مرکزی	ε
زاویه چرخش جریان	ε
بهره	η
مختصات زاویه ای	θ
زاویه خمش پره	θ_c
ضخامت اندازه حرکت در پس اثر پره	θ^*
زاویه جریان خروجی نسبت به محور دوران	ϑ
ضریب حجمی مایع	κ
لزجت سینماتیک	ν
چگالی مایع	ρ
عدد کاویتاسیون	σ
عدد شروع کاویتاسیون	σ_i

عدد کاویتاسیون در کسری از افت ارتفاع	σ_a
عدد کاویتاسیون شکست	σ_b
عدد کاویتاسیون اختناقی	σ_c
ضریب کاویتاسیون توما	σ_{TH}
پارامتر اثر حرارتی رشد حباب	Σ
ثابت های هندسی	$\Sigma_{\{1,2,3\}}$
ضخامت پره	τ
ضریب جریان	ϕ
ضریب ارتفاع	ψ
ضریب ارتفاع در جریان صفر	ψ_0
فرکانس رادیانی حرکت چرخشی یا تحریک های دیگر	ω
فرکانس طبیعی حباب	ω_p
فرکانس رادیانی دوران محور	Ω

زیر نویس ها

برای هر متغیری مانند Q

مقدار اولیه ، مقدار پاد جریان یا مقدار در مخزن	Q_0
مقدار در ورودی (پمپ)	Q_1
مقدار در خروجی (پمپ)	Q_2
مولفه در جهت محوری	Q_a
وابسته به پره	Q_b
مقدار دور از حباب یا در پاد جریان	Q_∞
مقدار در حباب	Q_B
مقدار بحرانی	Q_C
مقدار طراحی	Q_D
مقدار تعادلی	Q_E
مقدار مربوط به گاز	Q_G
مقدار در نافی ورودی (پروانه)	Q_{H1}
مقدار در نافی خروجی (پروانه)	Q_{H2}
مولفه های بردار Q	Q_i
مربوط به مقطع i سامانه هیدرولیکی	Q_i
مقدار مربوط به مایع اشباع	Q_L

مولفه نصف النهاری	Q_m
مقدار متوسط یا بیشینه	Q_M
شرایط نامی یا مربوط به هسته ها	Q_N
مولفه عمودی به مدار چرخش	Q_n
مولفه مماسی به مدار چرخش	Q_t
وابسته به پمپ	Q_P
مولفه در جهت شعاعی	Q_r
مولفه در جهت s	Q_s
مولفه در ورودی نوک پره	Q_{T1}
مولفه در خروجی نوک پره	Q_{T2}
مقدار مربوط به بخار اشباع	Q_V
مولفه در جهت x	Q_x
مولفه در جهت y	Q_y
مولفه در جهت محیطی (یا θ)	Q_θ

بالا نویس ها و سایر علائم

برای هر متغیری مانند Q ،

مقدار متوسط Q یا مزدوج مختلط Q	\overline{Q}
دامنه مختلط کمیت نوسانی Q	\tilde{Q}
مشتق زمانی کمیت Q	\dot{Q}
مشتق مرتبه دوم زمانی کمیت Q	\ddot{Q}
روتوردینامیک : مقدار (Q) با بُعد	Q^*
مقدار حقیقی متغیر مختلط Q	$\text{Re}_{\{Q\}}$
مقدار موهومی متغیر مختلط Q	$\text{Im}_{\{Q\}}$

فصل اول – مقدمه

۱-۱ موضوع

موضوع این کتاب دینامیک سیالات توربوماشین های مایع بویژه پمپ ها می باشد. در این کتاب بدون پرداختن به ویژگی های عمومی توربو ماشین ها فقط به مسائل خاص و موارد طراحی مربوط به جریان مایع در ماشین دوار توجه خواهد شد. دو ویژگی مربوط به مایعات باعث ایجاد چنین مسائل خاصی می گردد که با موارد و مسائل سایر ماشین ها مثلاً توربین گازی کاملاً متفاوت است. این ویژگی ها عبارتند از پتانسیل ایجاد کاویتاسیون و امکان پدید آمدن نیروها و جریان های مخرب گذرا که بلحاظ بزرگ بودن چگالی مایعات ایجاد می شوند.

۱-۲ کاویتاسیون

کلمه کاویتاسیون به معنی پیدایش حباب های بخار در مناطق کم فشار میدان جریان مایع است. عبارتی کاویتاسیون مشابه جوشیدن مایع است با این تفاوت که جوشیدن در اثر دمای بالا روی می دهد و نه در اثر کاهش فشار. این تفاوت در جهت تغییر حالت در دیاگرام فازی بیشتر از آنچه تصور می شود، موثر است. امکان ایجاد تغئیر سریع یکنواخت در دمای حجم معینی از مایع غیر ممکن است. بلکه در اغلب موارد تغئیر دما در اثر انتقال حرارت از طریق مرزهای جامد روی میدهد. بنابراین، جزئیات فرایند جوشیدن عموماً مربوط به جزئیات تعامل حباب های بخار با سطح جامد و لایه مرزی حرارتی روی سطح می باشد. از طرف دیگر، تغئیر فشار یکنواخت و سریع پدیده رایجی است، بنابراین جزئیات فرایند کاویتاسیون ممکن است با آنچه در فرایند جوشیدن وقوع می یابد بسیار متفاوت باشد. در این کتاب جزئیات بسیار جامع تری در مورد فرایند کاویتاسیون مورد بحث قرار خواهد گرفت.

در این مقطع بیان این مطلب کفایت میکند که کاویتاسیون عموماً یک پدیده مخرب است و آثار زیان بخش آن را میتوان به سه طبقه تقسیم نمود. اول، کاویتاسیون میتواند باعث بروز صدمه به سطوح جامد نزدیک به منطقه فروپاشی حباب ها در حین انتقال آنها به مناطق با فشار بالاتر گردد. صدمه ناشی از کاویتاسیون میتواند بسیار سنگین و مرمت آن دشوار باشد. عموماً، هدف رفع کامل کاویتاسیون است ولی در بسیاری موارد دستیابی به این هدف غیر ممکن بوده و برای به حداقل رساندن آثار نامطلوب این پدیده کوشش می شود.

دومین اثر نامطلوب کاویتاسیون ، کاهش عمده در کیفیت عملکرد پمپ یا دیگر تجهیزات هیدرولیکی می باشد. در پمپ ها عموماً بازا مقدار مشخصی از فشار ورودی مایع به پمپ عملکرد پمپ دستخوش دگرگونی می شود که به این پدیده شکست کاویتاسیون گویند . وجود این اثر نامطلوب طبعاً باعث تغیراتی در طراحی پمپ ها شده است با این هدف که میزان صدمه به عملکرد کاهش یابد . به بیان دیگر هدف بهینه نمودن عملکرد پمپ در حضور پدیده کاویتاسیون است. یکی از این طراحی های تصحیحی افزودن ا لقاء کننده به ورودی پروانه پمپ سا نتریفوژ یا پمپ با جریان مختلط است . مثال دیگر شکل خاص نیمرخ پره در پروانه های با قدرت مقابله زیاد با کاویتاسیون می باشد در این مقاطع هیدرو فویل، لبه ورودی پره تیز و مانند گوه با انحنا و لبه خروجی کلفت و تخت طراحی می گردد.

سومین اثر نامطلوب کاویتاسیون کمتر شناخته شده و نتیجه این واقعیت است که کاویتاسیون نه تنها بر جریان حالت پایدار موثر است بلکه همچنین بر جریان ناپایدار یا دینامیکی نیز تا ثیر میکند . این تغیر در عملکرد دینامیکی پمپ منجر به ایجاد ناپایداری هائی در جریان سیال خواهد گردید که در غیاب کاویتاسیون رخ نمیدهند . مثال های این ناپایداری ها ، کاویتاسیون دورانی که مشابه پدیده ناپایداری دورانی در کمپرسور ها است و خود نوسانی که مشابه پدیده سرج در کمپرسور ها می باشد . این گونه ناپایداریها باعث ایجاد دبی ها و فشارهای متغیر و نوسانی می شود که میتوانند یکپارچگی ساختمانی در پمپ ها یا لوله های ورودی و خروجی آنها را تهدید نمایند . گرچه طبقه بندی انواع مختلف جریان های ناپایدار ناشی از کاویتاسیون هنوز مشخص نشده معذالک میتوان بعضی از انواع ناپایداری ها را معین نمود که در فصول آینده این کتاب مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

۳-۱ جریان های ناپایدار

اگرچه این حقیقتی است که کاویتاسیون مسائل ویژه ای در تعامل بین جریان سیال و ساختمان پمپ ایجاد میکند ولی ممکن است بسیاری از مسائل مربوط به جریان های ناپایدار، در غیاب کاویتاسیون پدیدار شوند . یکی از دلایل اینکه این مسائل در توربو ماشین های مایع بحرانی تر است وجود چگالی قابل توجه مایعات می باشد که در نتیجه، مایع، نیروهای دینامیکی بسیار بزرگتری ایجاد مینماید. نیروهای دینامیکی مایع، متناسب باکمیت $\rho \Omega^2 D^4$ میباشد که در آن ρ چگالی مایع و Ω و D به ترتیب ، فرکانس نمونه دوران و طول نمونه مانند ارتفاع پره ها و وتر پره های پروانه یا قطر پروانه پمپ می باشد. این نیرو ها به پره هائی که ضخامت نمونه آنها τ است وارد می شود. بنابراین تنش های ساختمانی نمونه در پره ها را میتوان متناسب با کمیت $\rho \Omega^2 D^4 / \tau^2$ در نظر گرفت و برای بحداقل رساندن مسائل ساختمانی ، این کمیت دارای سقفی است که به ماده مورد استفاده در ساختمان پمپ بستگی دارد . واضح است که در صورتیکه چگالی مایع بزرگتر باشد، این محدودیت سخت تر خواهد بود. در بسیاری از پمپ ها و توربین های مایع لازمست ضخامت پره ها (τ) بیشتر از مقداری باشد که صرفاً از نقطه نظر هیدرودینامیکی توصیه می شود .

در این کتاب برخی از مسائل مختلف جریان ناپایدار که با طراحی پمپ ها و توربین ها ی هیدرولیکی مرتبط می باشند ، مورد بحث قرار خواهد گرفت . برای مثال وقتی پره های روتور از درون " پس اثر " پره های استاتور (یا بالعکس) عبور می نماید ، بار ناپایداری به آن وارد می شود که در تمام توربوماشین ها عمومیت دارد و تحقیقات اخیر انجام شده در مورد اینگونه بارها مورد بحث قرار خواهند گرفت . این مسئله که مربوط به تعامل روتور – استاتور میباشد نمونه ای از پدیده ناپایداری محلی جریان سیال است . همچنین مسائل ناپایداری کلی جریان سیال نیز مانند مسئله خودنوسانی که پیش تر به آن اشاره شد نیز وجود دارد . سایر مسائل ناپایداری کلی جریان سیال که توسط بارهای شعاعی ناشی از سیال روی پروانه،و بلحاظ عدم تقارن جریان پیش می آیند ، با بارهای روتور دینامیکی القاء شده توسط سیال که ممکن است سرعت های دوران بحرانی سامانه محور پمپ را افزایش یا کاهش دهند نیز در این زمینه قرار می گیرد. این موضوع اخیراً از زاویه تحقیقات اساسی مورد مطالعه قرار گرفته و خلاصه نتایج آن در این کتاب آورده شده است .

۴-۱ گرایش در توربو ماشین های هیدرولیکی

گرچه محدودیت ها در طراحی توربوماشین ها تقریباً به تعداد کاربردها بیشتر است . تعدادی از گرایش های کلی وجود دارد که حصول به نتایج عمومی را امکان پذیر میکنند . بدین منظور از قوانین هم بستگی استفاده میکنیم که نتیجه تحلیل ابعادی است و مشخصه های عملکردی پمپ را به چگالی مایع ρ ، سرعت دورانی نمونه Ω و قطر نمونه D مرتبط مینماید، بنابراین گذر حجمی پمپ Q ، ارتفاع کل پمپ H ، گشتاور T و توان جذب شده توسط پمپ P ، با روابط زیر مقیاس بندی می شوند.

$$Q \sim \Omega D^3 \quad \dots (1-1)$$

$$H \sim \Omega^2 D^2 \quad \dots (1-2)$$

$$T \sim \rho D^5 \Omega^2 \quad \dots (1-3)$$

$$P \sim \rho D^5 \Omega^3 \quad \dots (1-4)$$

این روابط ساده امکان پیش بینی های مرتبط به مقیاس بندی مقدماتی و تخمین زدن های اولیه طراحی را فراهم مینمایند . بعلاوه امکان بررسی مشخصه های بهینه را مانند توان ویژه که وفق روابط فوق با عبارت $\rho D^2 \Omega^2$ مقیاس بندی می شود را ممکن میسازد.

برای نمونه با کمک قوانین هم بستگی میتوان طراحی پمپ را بازنه توان مشخص P ، و مایع معین با چگالی ρ ، بهینه نمود . در نتیجه این فرضیات، کمیت $D^5 \Omega^3$ تثبیت می گردد. اگر هدف، حتی الامکان کوچک نمودن پمپ باشد (بمعنی D کوچک) مثلاً بمنظور کم کردن وزن پمپ (مانند

مورد موتور را کت که وزن آن پارامتری بحرانی است) و یا بمنظور کاهش هزینه ، در اینصورت بایستی سرعت دوران Ω و همچنین سرعت نوک پره در پروانه $\Omega D/2$ افزایش یابد . در هر حال همانگونه که در فصل بعدی خواهیم دید ، با کاهش پارامتری بنام عدد کاویتاسیون ، امکان بروز کاویتاسیون افزایش می یابد و عدد کاویتاسیون نیز بصورت معکوس با مربع سرعت نوک پره $\Omega^2 D^2/4$ متناسب است . در نتیجه افزایش سرعت نوک پره میتواند منجر به کاویتاسیون شود . بنابراین معمولاً کوچکترین پمپی که بدون کاویتاسیون کار کند ، طراحی می شود و لازمه این کار تعیین ابعاد و سرعت مناسب است .

بعلاوه ، همانطوریکه پیش تر آمد ، مایع تنش هائی را به ساختمان پمپ وارد میکند که با عبارت $\rho \Omega^2 D^4 / \tau^2$ بیان می گردد و اگر $D^5 \Omega^3$ ثابت نگهداشته شود و همچنین اگر هندسه دستگاه D/τ مشابه باشد در اینصورت تنش ها با کاهش اندازه D و با رابطه $D^{-4/3}$ افزایش می یابند . در نتیجه مسائل مربوط به تعامل سیال با ساختمان پمپ افزایش خواهد یافت . برای اجتناب از ایجاد چنین مسائلی پره ها ضخیم تر ساخته می شوند (D/τ کاهش داده می شود) ، و این باعث نازل شدن کیفیت عملکرد هیدرولیکی توربو ماشین می گردد . بنابراین برای طراحی بهینه پمپ لازمست غالباً مصالحه و توازنی بین الزامات هیدرولیکی و ساختمانی برقرار شود . در هر حال، طرح هائی که این توازن در آنها بهینه شده است را به ندرت می توان یافت .

البته در طراحی پمپ ، کمپرسور یا توربین عوامل بسیاری به غیر از موارد فنی فوق الذکر دخیل می باشند . بسیاری از قضاوت های مهندسی و مصالحه ها بایستی بر اساس محدودیت هائی مانند هزینه ، قابلیت اعتماد و عمر ماشین انجام شود . در این کتاب مسائل پیچیده ای مانند موارد اشاره شده مورد بحث قرار نمیگیرد، بلکه پیشرفت های مربوط به اطلاعات فنی مبحث کاویتاسیون و جریانهای ناپایدار مورد مطالعه قرار خواهد گرفت . برای بررسی جامع تر مسائل طراحی ، خواننده میتواند به کتب مهندسی فهرست شده در این فصل مراجعه نماید .

۵-۱ ساختار کتاب

هدف از این کتاب بحث در مورد مبحث کاویتاسیون و مبحث جریانهای ناپایدار است ، با این امید که مطالب مورد بحث کمک به طراحی موثرتر توربو ماشین های مایع نماید . در فصل ۲ - بعضی از اصول مقدماتی طراحی سیالاتی توربو ماشین ها در ارتباط با سیالات تراکم ناپذیر مورد بحث قرار خواهد گرفت و بعداً در فصل ۳ تحلیل عملکرد دو بُعدی براساس عبور جریان از پره های ردیفه ها مورد مطالعه قرار خواهد گرفت و بررسی مختصر آثار سه بُعدی و جریانهای ثانویه بدنبال آن خواهد آمد . در فصل ۴ و سپس فصل ۵ پارامترهای مربوط به پدیده کاویتاسیون بررسی شده و شکل های متفاوت آن مورد بحث قرار خواهد گرفت و بعد از آن بحث های مربوط به عوامل موثر در ایجاد کاویتاسیون مطالعه خواهد شد .

در فصل ۶ مفاهیم مربوط به تحلیل دینامیکی حباب ها و ارتباط این مفاهیم با دو اثر حاصل از این پدیده یعنی صدمات کاویتاسیون و صدا مورد بحث قرار خواهد گرفت. مطالب مربوط به عملکرد پمپ تحت شرایط کاویتاسیون در فصل ۷ مورد مطالعه قرار میگیرد. در سه فصل آخر کتاب، جریانهای ناپایدار و لرزش پمپ ها مورد بحث قرار خواهد گرفت. فصل ۸ به زمینه یابی مسائل ارتعاشی در پمپ ها خواهد پرداخت و در فصل ۹ جزئیات مربوط به دو روش برای بررسی تحلیلی ناپایداری و مسائل جریانهای ناپایدار در سامانه های هیدرولیکی، ابتدا در دامنه زمانی و سپس در دامنه فرکانس، مورد مطالعه قرار میگیرد و حتی الامکان شامل زمینه یابی از اطلاعات موجود در مورد پاسخ دینامیکی پمپ ها تحت شرایط کاویتاسیون و غیر کاویتاسیون است. در فصل ۱۰ یعنی فصل آخر تعامل سیال و ساختمان و لرزش های خاص روتور دینامیکی محور پمپ مورد بحث قرار خواهد گرفت و نیروهای روتور دینامیکی که از سیال ناشی شده و حاصل جریانهای عبوری از آب بند ها و درون و اطراف پروانه می باشند، توضیح داده می شود.

فهرست منابع :

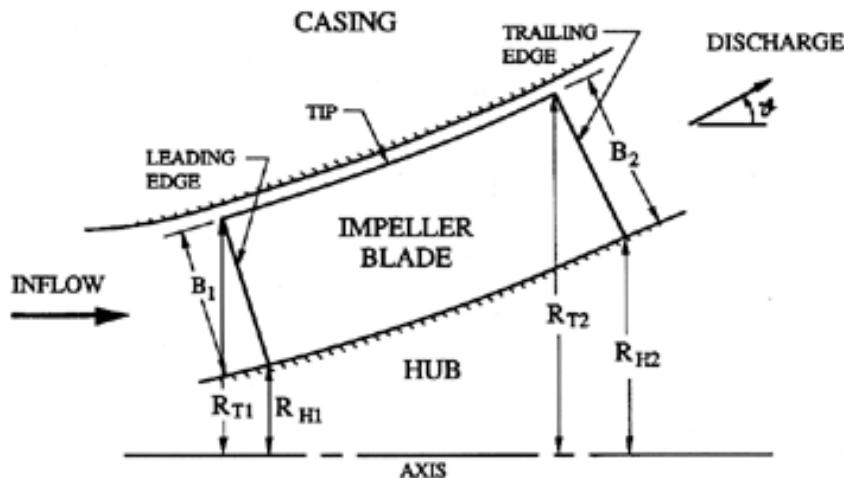
- ⑩ Anderson, H.H. *Centrifugal pumps*. The Trade and Technical Press Ltd., England
- ⑩ Balje, O.E. (1981). *Turbomachines. A guide to design, selection and theory*. John Wiley and Sons, New York.
- ⑩ Csanady, G.T. (1964). *Theory of turbomachines*. McGraw-Hill, New York.
- ⑩ Eck, B. (1973). *Fans*. Pergamon Press, London.
- ⑩ Jakobsen, J.K. (1971). *Liquid rocket engine turbopumps*. NASA SP 8052.
- ⑩ Kerrebrock, J.L. (1977). *Aircraft engines and gas turbines*. MIT Press.
- ⑩ Stepanoff, A.J. (1957). *Centrifugal and axial flow pumps*. John Wiley and Sons, Inc.

فصل دوم

اصول مقدماتی

۲-۱ نمادهای هندسی

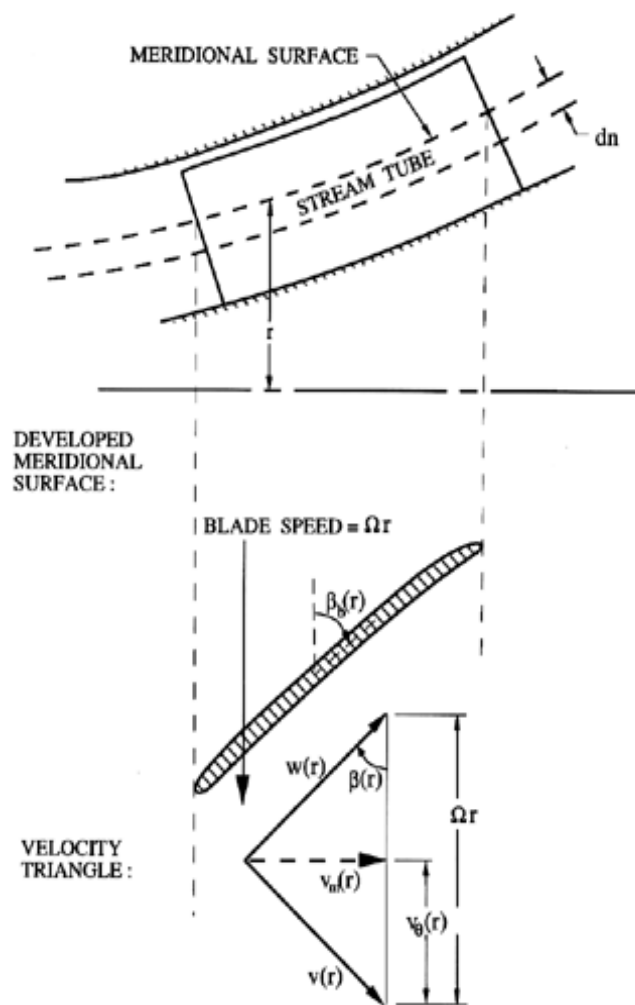
شکل هندسی روتور یک توربوماشین تعمیم یافته در شکل (۲-۱) نشان داده شده است ، در این شکل یک پره روتور دیده می شود (Z_R = تعداد پره ها است) ، این پره به نافی متصل شده و درون پوسته ساکن دوران میکند . شعاع نوک پره در ورود به روتور ، شعاع نافی در ورود ، شعاع نوک پره در خروج و شعاع نافی در خروج از روتور به ترتیب با علائم R_{T2} ، R_{H1} ، R_{T1} و R_{H2} مشخص شده اند . معبر خروجی پره نسبت به محور دوران زاویه ای برابر ϑ میسازد که این زاویه در پمپ های سانتریفیوژ برابر 90° درجه و در مورد پمپ های محوری خیلی کوچکتر از 90° درجه است . در عمل ، بسیاری از پمپ ها و توربین ها از نوع با جریان مختلط می باشند که زاویه متوسط خروجی آنها معمولاً بین 0° و 90° درجه است ($0 < \vartheta < 90$) .



شکل ۲-۱ برشی از پروانه که از محور پمپ عبور کرده است

برای نمایش جریان سیال که در حالت کلی از یک روتور عبور میکند، معمولاً از یک سطح نصف النهاری گسترش یافته استفاده می شود (شکل ۲-۲) . این سطح میتواند منطبق بر یک سطح جریان متقارن محوری و یا تقریبی از آن باشد . در این سطح نصف النهاری سرعت سیال در سامانه مختصات ثابت با علامت $v(r)$ (با زیرنویس های ۱ و ۲ که معرف ورود به و خروج از روتور می باشند) و سرعت سیال نسبت به پره های در حال دوران با $w(r)$ نشان داده می شود. سرعت های v و w دارای مولفه های v_θ و w_θ در جهت محیطی و v_m و w_m در جهت نصف النهاری هستند. مولفه های محوری و شعاعی به ترتیب با زیرنویس های a و r مشخص می شوند .

سرعت پره Ωr است و همانطوریکه در شکل ۲-۲ نشان داده شده، زاویه جریان $\beta(r)$ ، زاویه بردار سرعت نسبی واقع در صفحه نصف النهاری با صفحه عمود بر محور دوران پمپ می باشد. زاویه پره $\beta_b(r)$ بصورت زاویه خط مماس بر پره در صفحه نصف النهاری و صفحه عمود بر محور دوران تعریف می شود. اگر جریان دقیقاً موازی با پره ها باشد $\beta = \beta_b$. مقادیر خاص زاویه پره در لبه ورودی و خروجی با زیر نویس های ۱ و ۲ و در ناف و نوک پره با زیر نویس های H و T مشخص می شوند به نحوی که مثلاً علامت β_{bT2} معرف زاویه پره در نوک پره و در لبه خروجی است.



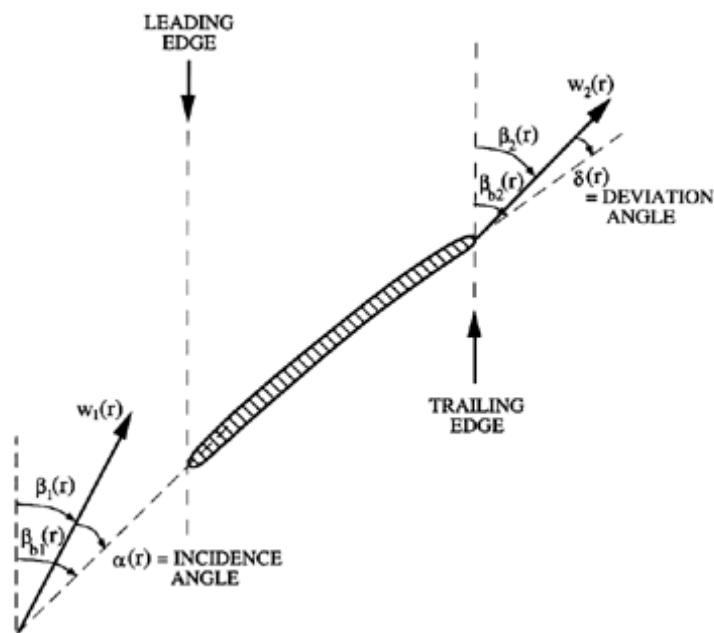
شکل ۲-۲ نمایش سطح نصف النهاری گسترش یافته و مثلث سرعت ها

در لبه ورودی، زاویه برخورد جریان با پره ها - $\alpha(r)$ وفق شکل ۲-۳ بصورت زیر تعریف می شود:

$$\alpha(r) = \beta_{b1}(r) - \beta_1(r) \quad \dots (2-1)$$

زاویه α زاویه برخورد نامیده می شود و بمنظور سهولت ، زاویه برخورد در نوک پره $\alpha(RTI)$ و در ناف $\alpha(RHI)$ به ترتیب با α_H و α_T نشان داده می شوند . چون جریان ورودی در اغلب موارد کاملاً محوری ، یعنی موازی محور دوران پمپ فرض می شود $(v_1(r) = v_{a1})$ بنابراین : $\beta_1(r) = \tan^{-1}(v_{a1}/\Omega r)$ و از این زاویه در معادله (۲-۱) برای برآورد زاویه برخورد بازاء گذر حجمی معین استفاده می گردد.

زاویه برخورد نبایستی با " زاویه حمله " اشتباه شود ، زاویه حمله ، زاویه بین جهت نسبی جریان ورودی و خط وتر (خط واصل لبه ورودی و لبه خروجی پره) است . البته در حالت پمپ با جریان محوری که پره های آن مارپیچ مستقیم است ، زاویه حمله با زاویه برخورد مساوی می باشد .



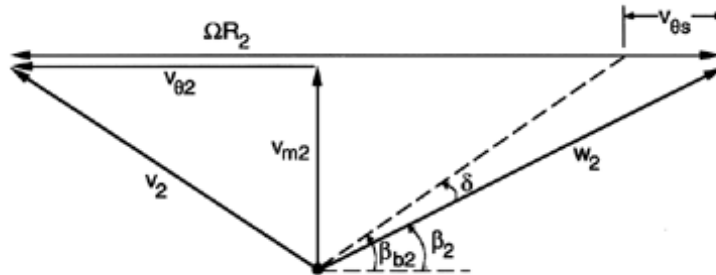
شکل (۲-۳) - تعاریف زاویه برخورد در لبه ورودی و زاویه انحراف در لبه خروجی نشان داده شده است .

در لبه خروجی ، اختلاف بین زاویه جریان سیال و زاویه پره نیز دارای اهمیت می باشد . در تقریب اول و بعنوان یک حالت ایده ال میتوان فرض نمود که جریان خروجی ، موازی پره های پروانه است بنابراین در این حالت : $\beta_2(r) = \beta_{b2}(r)$ ولی عملاً این اختلاف زاویه وجود دارد و زاویه انحراف $\delta(r)$ نامیده می شود . این زاویه در شکل ۲-۳ تعریف شده است و بصورت رابطه ۲-۲ می باشد :

$$\delta(r) = \beta_{b2}(r) - \beta_2(r) \quad \dots(2-2)$$

زاویه انحراف معمولاً تابع نسبت عرض گذرگاه خروجی بین دو پره متوالی به طول همان معبر است که این نسبت "استحکام" نامیده می شود. در بخش های ذیل، استحکام، با دقت بیشتری تعریف خواهد شد.

سایر زوایائی که غالباً کاربرد دارند عبارتند از: زاویه چرخش سیال که برابر است با: $\beta_2 - \beta_1$ و زاویه ای که پره به اندازه آن خم شده و زاویه خم نامیده می شود: $\theta_c = \beta_{b2} - \beta_{b1}$



شکل ۲-۴ بردارهای سرعت در لبه خروجی که سرعت لغزشی $v_{\theta s}$ را نشان میدهد

زاویه انحراف در ماشین های شعاعی معمولاً با سرعت لغزشی $v_{\theta s}$ نمایش داده می شود که اختلاف بین سرعت های خروجی محیطی واقعی و ایده آل وفق شکل ۲-۴ است. بنابراین:

$$v_{\theta s} = \Omega R_2 - v_{\theta 2} - v_{r2} \cot \beta_{b2} \quad \dots(2-3)$$

از این سرعت برای تعریف پارامتری بنام "ضریب لغزش" Sf ، استفاده می شود.

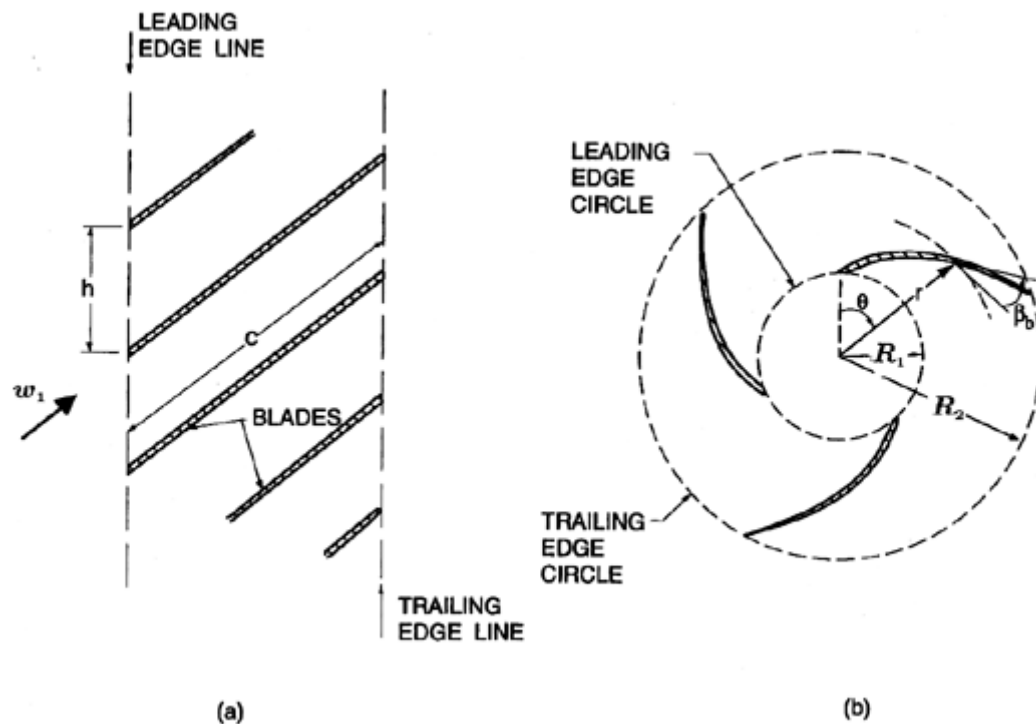
$$Sf = 1 - \frac{v_{\theta s}}{\Omega R_2} = 1 - \phi_2 (\cot \beta_2 - \cot \beta_{b2}) \quad \dots(2-4)$$

تعاریف متفاوت دیگری از "ضریب لغزش"، مثلاً توسط (Stodola - 1927) که پایه گذار این مفهوم است بشکل: $1 - v_{\theta s} / \Omega R_2 (1 - \Phi_2 \cot \beta_{b2})$ بیان شده است. ولی رابطه (۲-۴)، امروزه بصورت گسترده ای مورد استفاده می باشد. بنابراین میتوان رابطه بین زاویه انحراف δ و ضریب لغزشی Sf را بدست آورد:

$$\delta = \beta_{b2} - \cot^{-1} \left(\cot \beta_{b2} + \frac{(1 - Sf)}{\phi_2} \right) \quad \dots(2-5)$$

کمیت ϕ_2 ضریب جریان است که بعداً در معادله ۲-۱۷ تعریف خواهد شد.

۲-۲ ردیفه ها



شکل (۲-۵) نمایش کلی (a) ردیفه خطی (b) ردیفه شعاعی

حال به بعضی از مشخصه های هندسی می پردازیم که بیشتر در مبحث های مربوط به پمپ ها و سایر توربوماشین ها مطرح است. در ماشین های با جریان کاملاً محوری ، با گسترش سطح استوانه ای درون ماشین ، ردیفه خطی از نوعی که در شکل (۲-۵ -a) نشان داده شده است ایجاد می شود. صفحه مرکزی پره ها را با یک "مولد" مانند $z = z^*(r)$ که خطی در صفحه r - z است ، میتوان ساخت. اگر این خط در یک مسیر مارپیچ پیچیده شود ، یک سطح مارپیچ به شکل زیر ایجاد میکند.

$$Z = Z^*(r) + h_p \theta / 2\pi \quad \dots (2-6)$$

که در آن h_p ، گام مارپیچ است. البته در بسیاری از ماشین ها ، گام تابعی از θ است به نحوی که جریان توسط پره ها چرخیده می شود. اگر گام ثابت باشد گسترش سطح استوانه باعث ایجاد

ردیفه ای می شود که دارای پره های راست با زاویه پره (β_b) ثابت است. بعلاوه معمولاً از ضخامت پره صرف نظر می شود و پره ها در شکل (a- ۲-۵) تبدیل به خطوط بینهایت نازک می شوند. این ردیفه متشکل از پره های نازک و تخت است و به آن ردیفه با صفحه تخت میگویند.

بهتر است از واژه ردیفه " ساده" برای اشاره به هندسه هائی استفاده شود که در آن ها زاویه پره β_b ثابت است، خواه ماشین محوری، شعاعی و یا با جریان مختلط باشد. در اینصورت روشن است که ردیفه با صفحه تخت همان نوع محوری ردیفه ساده است.

حال هندسه ردیفه ها را در شعاع های مختلف در ماشین با جریان محوری مقایسه میکنیم، بعداً جریان کاویتاسیون که در شعاع های مختلف وقوع می یابد را تحلیل خواهیم نمود (نگاه کنید به شکل ۳۵-۷). در غالب موارد، گام در یک موقعیت محوری معین در تمام شعاع ها یکسان است. بنابراین تغییرات زاویه پره، $\beta_b(r)$ بایستی توسط رابطه ذیل بیان شود:

$$\beta_b(r) = \tan^{-1} \left[\frac{R_T \tan \beta_{bT}}{r} \right] \quad \dots (2-7)$$

که در آن β_{bT} زاویه پره در نوک پره، $r = R_T$ است. در یک ماشین سانتریفوژ که جریان در آن فقط شعاعی است، برش جریان به شکل b- ۲-۵ می باشد، این مجموعه " ردیفه شعاعی " نامیده می شود. در یک ردیفه ساده شعاعی زاویه β_b ، در امتداد طول پره یکسان است. این هندسه مارپیچ لگاریتمی نامیده می شود بنابراین مختصات پره ها از معادله زیر تعیین می گردد:

$$\theta - \theta_0 = A \ln r \quad \dots (2-8)$$

که در آن $A = \cot \beta_b$ و θ_0 مقادیر ثابتی می باشند. بنابراین پره های مارپیچ لگاریتمی معادل پره های مستقیم ردیفه خطی است. توجه شود که ذرات مایع در جریان با گردش و قدرت چشمه ثابت در مرکز، یک مارپیچ لگاریتمی را طی می کنند زیرا کلیه سرعت ها به نسبت C/r میباشند که C مقدار ثابتی است.

در هر نوع پمپ نسبت طول معبر پره به عرض آن در تعیین میزان هدایت جریان توسط پره ها اهمیت دارد. استحکام s ، پارامتری هندسی است که بعنوان معیار این مشخصه هندسی مورد استفاده می باشد، s برای هر نوع ردیفه ساده بصورت ذیل تعریف می شود. اگر اختلاف بین مختصات θ مربوط به یک نقطه روی پره های مجاور مشخص گردد و $\Delta \theta_A$ نامیده شود و همچنین اختلاف بین مختصات θ برای لبه هادی و خروجی یک پره نیز با $\Delta \theta_B$ نشان داده شود، تعریف استحکام برای یک ردیفه ساده بصورت ذیل است:

$$s = \frac{\Delta \theta_B}{\Delta \theta_A \cos \beta_b} \quad \dots (2-9)$$

اگر این تعریف در مورد ردیفه ساده شکل (a- ۲-۵) بکار بسته شود رابطه آشنای زیر بدست می آید.

$$s = \frac{c}{h} \quad \dots (2-10)$$

در پمپ با جریان محوری این رابطه بصورت $s = Z_R c / 2\pi R_{TI}$ تبدیل می شود که در آن c وتر پره است که در صفحه نصف النهاری گسترش یافته مربوط به نوک پره ها اندازه گیری شده است. از سوی دیگر برای ردیفه شعاعی نشان داده شده در شکل b - 2-5 معادله 2-9 بیان استحکام بشکل زیر است:

$$s = \frac{Z_R \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}{2\pi \sin \beta_b} \quad \dots (2-11)$$

که در این صورت رابطه فوق از نظر هندسی معادل رابطه c/h در ردیفه خطی است. در عمل بسیاری از پمپ های با جریان مختلط موجودند که هندسه آنها بین ماشین با جریان محوری ($\vartheta = 0$ در شکل 2-1) و ماشین با جریان شعاعی ($\vartheta = \pi/2$) قرار دارد. برای انجام جامع ترین تحلیل در مورد چنین پمپ هایی نیاز به ردیفه با هندسه ای است که در آن شکل های a - 2-5 و b - 2-5 تصاویر سطح نصف النهاری (شکل 2-2) به ترتیب روی یک سطح استوانه ای و یک صفحه عمود بر محور باشند. (توجه شود زاویه β_b که در شکل b - 2-5 مشخص شده در صورتیکه از این شکل بعنوان تصویر استفاده شود- مناسب خود را از دست میدهد). ما در این جا این جامعیت را بکار نگرفته، بلکه سطح نصف النهاری را در بسیاری از ماشین ها بصورت نزدیک به سطح مخروطی در نظر میگیریم. بنابراین چنانچه زاویه مولد مخروط را با محور با حرف ϑ نشان دهیم، معادله (2-9) برای ردیفه ساده ای که در اینجا با هندسه مخروطی است، فرمول استحکام بصورت زیر بدست می آید:

$$s = \frac{Z_R \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}{2\pi \sin \beta_b \sin \vartheta} \quad \dots (2-12)$$

روشن است که رابطه فوق در بر گیرنده روابط (2-10) و (2-11) بعنوان حالت های خاص می باشد.

2-3 نمادهای جریان

متغیر های با اهمیت جریان عبارتند از، فشار استاتیک p ، فشار کل، p^T و گذر حجمی جریان Q ، در اغلب موارد فشار کل بصورت ارتفاع کل، $p^T / \rho g$ تعریف می شود. بعلاوه در اکثر موارد مرتبط با مبحث توربو ماشین ها انرژی پتانسل مربوط به میدان جاذبه زمین در مقایسه با انرژی جنبشی جریان، ناچیز است. بنابراین وفق تعریف:

$$p^T = p + \rho v^2 / 2 \quad \dots (2-13)$$

$$p^T = p + \rho (v_\theta^2 + v_m^2) / 2 \quad \dots (2-14)$$

$$p^T = p + \rho (w^2 + 2r\Omega v_\theta - \Omega^2 r^2) / 2 \quad \dots (2-15)$$

که با استفاده از مثلث سرعت ها در شکل (۲-۲) تعیین می شوند. در یک جریان تراکم ناپذیر، فشار کل، مشخص کننده انرژی مکانیکی کل در واحد حجم مایع می باشد و بنابراین تغییر فشار کل در پمپ، $p_2^T - p_1^T$ معیار اساسی برای انرژی مکانیکی وارد شده به مایع توسط پمپ است.

بنابراین نتیجه می شود که در پمپ با جریان تراکم ناپذیر، مشخصه های کلی که دارای اهمیت می باشند عبارتند از گذر حجمی Q ، و $\rho g H$ ، که $H = (p_2^T - p_1^T) / \rho g$ ، افزایش ارتفاع کل می باشد. این مشخصه های ابعادی با تعریف ضریب ارتفاع ψ به صورت مناسبی بی بُعد می شوند.

$$\psi = (p_2^T - p_1^T) / \rho R_{T2}^2 \Omega^2 = gH / R_{T2}^2 \Omega^2 \quad \dots (2-16)$$

و یکی از دو گزینه ضریب جریان، ϕ_1 و ϕ_2 بصورت زیر تعریف می شوند:

$$\phi_1 = Q / A_1 R_{T1} \Omega \quad \text{یا} \quad \phi_2 = Q / A_2 R_{T2} \Omega \quad \dots (2-17)$$

که A_1 و A_2 در رابطه فوق به ترتیب مساحت های سطوح ورودی و خروجی پروانه پمپ می باشند. ضریب جریان خروجی که پارامتر بی بُعدی است در اکثر موارد برای بیان گذر حجمی جریان بکار میرود. معذالک در مباحث مربوط به کاویتاسیون، که در ورودی به پمپ وقوع می یابد، ضریب جریان ورودی پارامتر موثرتری است. توجه شود که در ماشین های با جریان کاملاً محوری، زاویه برخورد وفق رابطه زیر از ضریب جریان، ϕ_1 ، تعیین می شود:

$$\alpha(r) = \beta_{b1}(r) - \tan^{-1}(\phi_1 r / R_{T1}) \quad \dots (2-18)$$

بعلاوه، با مشخص شدن ϕ_2 ، بازاء یک زاویه انحراف معین، شکل هندسی مثلث سرعت هادر خروجی پمپ مشخص می گردد.

غالباً، شرایط در ورودیه و خروج از پمپ غیر یکنواخت است و بایستی جریان را به لوله های جریان حلقوی همانند شکل ۲-۲ تقسیم نمود. با استفاده از هندسه مربوط به پره در هر شعاع، لوله جریان ذریبط بایستی بصورت جداگانه مورد تحلیل قرار بگیرد. گذر جرمی جریان، m که از هر لوله جریان میگذرد با رابطه ذیل تعیین می شود:

$$m = 2\pi r v_m dn \quad \dots (2-19)$$

که n مختصات در جهت عمود به سطح نصف النهاری است، و در کتاب حاضر، برای مشخص نمودن هندسه بخش خروجی از پمپ مفید خواهد بود.

اصل بقای جرم الزام مینماید که m در ورود به و خروج از پمپ یکسان باشد. بنابراین بین سرعت های نصف النهاری ورودی و خروجی رابطه ای بدست می آید که شامل سطح مقطع لوله جریان در این دو محل است. سپس، گذر حجمی کل جریان از توربوماشین، Q به توزیع سرعت وفق انتگرال زیر مربوط است:

$$Q = \int 2\pi r v_m(r) dn \quad \dots(2-20)$$

افزایش ارتفاع کل درماشین، H از انتگرال زیر تعیین می شود که نرخ کل کار انجام شده روی جریان تقسیم بر گذر جرمی کل جریان است:

$$H = \frac{1}{Q} \int \frac{(p_2^T(r) - p_1^T(r))}{\rho g} 2\pi r v_m(r) dn \quad \dots(2-21)$$

انتگرال های فوق که برای بیان گذر جرمی و افزایش ارتفاع، استفاده شدند، در فصول بعدی کتاب کار برد خواهند داشت.

۲-۴ سرعت مخصوص

در شروع روند طراحی هر پمپ، نه ابعاد و نه شکل این ماشین مشخص است. وظیفه پمپ عبارتست از استفاده از محوری با سرعت دورانی معین، Ω (رادیان بر ثانیه - rad/s) برای پمپ نمودن گذر حجمی جریان مشخص، Q (متر مکعب در ثانیه - m^3/s) به ارتفاع معین، H (متر - m). مانند بقیه فرمول نویسی های رایج در مکانیک سیالات بایستی ابتدا پارامتر (یا پارامتر های) بی بُعدی یافت تا این وضعیت خاص را از سایرین جدا و برجسته نمود. در این حالت، فقط یک گروه بدون بُعد مناسب متشکل از پارامترها وجود دارد و موسوم به سرعت مخصوص می باشد و با N نشان داده می شود. شکل سرعت مخصوص با استفاده از تحلیل ابعادی مشخص می گردد:

$$N = \frac{\Omega Q^{\frac{1}{2}}}{(gH)^{\frac{3}{4}}} \quad \dots(2-22)$$

گرچه این گروه بدون بُعد در ابتدا برای ارزیابی سرعت محوری موردنیاز برای ایجاد ارتفاع و جریان مشخصی، ابداع شد معذالک عبارت "سرعت مخصوص" کمی گمراه کننده است زیرا N همان گونه که تابع سرعت محوری است تابع گذر جریان و افزایش ارتفاع نیز می باشد. برای بیان این کمیت، شاید یک نام عمومی تر مانند "پارامتر اساسی عملکرد" مناسب تر باشد. توجه شود که سرعت مخصوص یک پارامتر مستقل از ابعاد پمپ است، زیرا ابعاد پمپ در ابتدای روند طراحی معلوم نمی باشد.

تعریف فوق برای سرعت مخصوص با بکارگیری مجموعه سازگاری از واحدها به نحوی که N واقعاً بدون بُعد شود، مُحقق می گردد. با استفاده از این واحدهای سازگار، مقدار N در اکثر

توربو ماشین های رایج بین ۰/۱ تا ۴/۰ تغییر خواهد نمود (بخش زیر را ملاحظه کنید) . متأسفانه در صنعت ، استفاده از مجموعه ناسازگاری از واحد ها برای محاسبه N ، رایج شده است . در آمریکا ، g از مخرج حذف شده و در محاسبه N ، برای سرعت ، گذر جریان و ارتفاع بترتیب از واحد های rpm ، gpm و ft ، استفاده می شود . استفاده از این روش باعث می شود ، مقادیر N محاسبه شده باندازه ضریب ۲۷۳۴/۶ از مقدار N که توسط واحد های سازگار محاسبه می شود ، بزرگتر تعیین گردد . شرایط از این گیج کننده تر نیز می شود زیرا اروپائی ها از مجموعه ای از واحد های غیر سازگار (rpm ، m^3/s ، m ، و با حذف g) استفاده میکنند ، حال آنکه بریتانیائی ها از واحد هائی مشابه آمریکائی ها استفاده کرده ولی بجای گالن آمریکائی از گالن امپریال بعنوان واحد گذر جریان استفاده می نمایند . امید است صنایع پمپ (و نیز توربین) سازی ، استفاده از این مجموعه واحد های ناسازگار را ، که موجب استهزاء مهندسين خارج از این رشته است ، در آینده متوقف نمایند . در این کتاب از واحد های سازگار که با تعاریف جامع N توافق دارند ، استفاده خواهد شد .

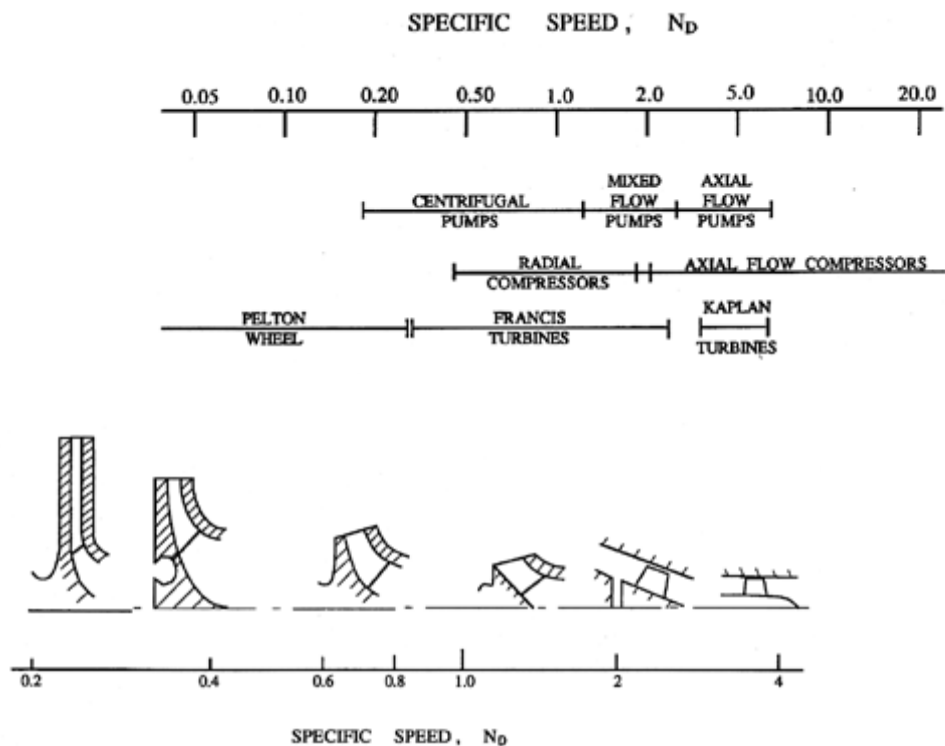
توجه شود ، از آنجائیکه Q و gH در تعاریف (۲-۱۶) و (۲-۱۷) بصورت جداگانه بی بعد شده اند ، میتوان از ضرایب جریان و ارتفاع برای بیان N استفاده نمود :

$$N = \left[\frac{\pi}{\cos \vartheta} \left(1 - \frac{R_{H2}^2}{R_{T2}^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\phi_2^{\frac{1}{2}}}{\psi^{\frac{3}{4}}} \quad \dots (2-23)$$

در حالتی که جریان خروجی از پمپ کاملاً شعاعی باشد ($\vartheta = \pi/2$) ، کمیت داخل براکت به صورت $2\pi B2/R_{T2}$ کاهش می یابد . چون توربو ماشین ها برای اهداف مشخصی طراحی می شوند ، از نماد زیرنویس دار N_D برای بیان سرعت مخصوص طراحی ، در ماشین مورد نظر استفاده می شود .

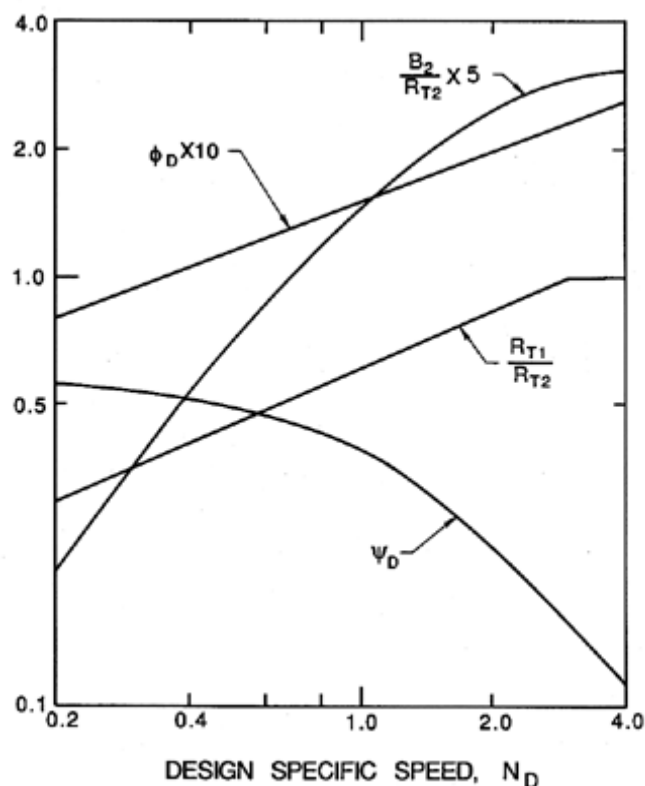
۲-۵ هندسه پمپ ها

از آنجائی که مشخصات اساسی یک پمپ (توربین ، کمپرسور یا سایر ماشین ها) رامیتوان با پارامتر واحد N_D بیان نمود ، تعجب آور نیست که کلیت هندسی پمپ ها ، که طی دهه ها تکامل یافته اند را بتوان بصورت کاملاً منظمی در قالب شکل های هم خانواده با پارامتر یگانه ای نشان داد . این خانواده در شکل ۲-۶ نمایش داده شده است .



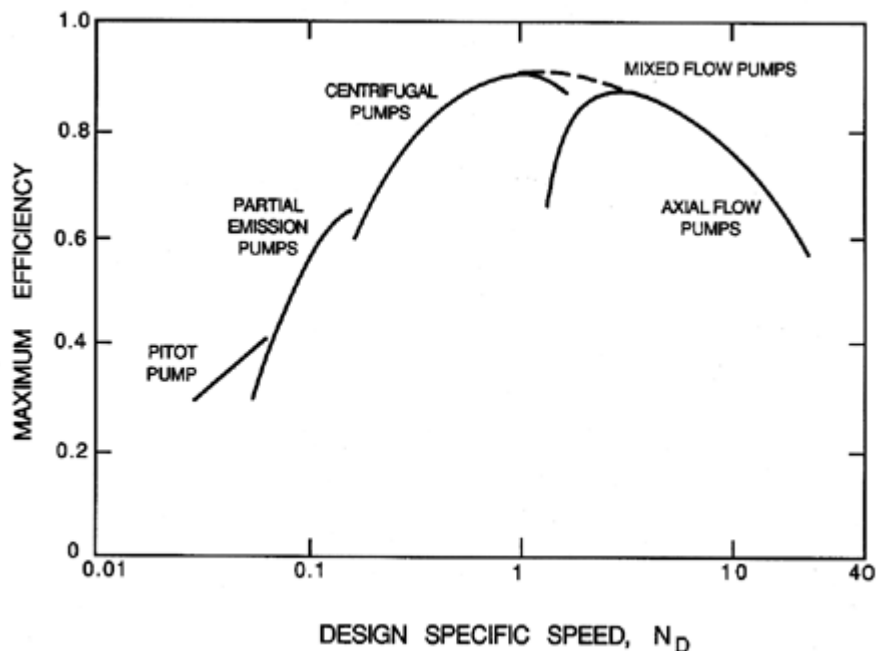
شکل ۶-۲ دامنه تغییرات سرعت مخصوص برای هندسه های مختلف توربو ماشین ها و پمپ های نمونه و به ازای سرعت های مختلف طراحی

این هندسه ها نشان میدهند که ماشین های با جریان محوری ، خواه پمپ ، توربین ، یا کمپرسور ، در سرعت های ویژه بالاتر (گذر جریان زیاد ، ارتفاع کم) بهره (راندمان) بیشتری دارند و ماشین های سانتریفوژ ، در سرعت های مخصوص کم (گذر جریان کم ، ارتفاع زیاد) ، دارای بهره بیشتری باشند . این ویژگی های هندسی بصورت کمی در شکل ۷-۲ نشان داده شده است . در این شکل همچنین ارتفاع و ضریب جریان قابل پیش بینی ، ترسیم شده است . گرچه وجود این خانواده پارامتری متشکل از طراحی های متفاوت ، تقریباً بدون استثناء حاصل سعی و خطا بوده است ، معذالک میتوان از تحلیل تقریبی آثار هندسه پمپ بر عملکرد هیدرولیکی آن ، دیدگاه های مفیدی را تامین نمود (نگاه کنید به بخش ۳-۴) .

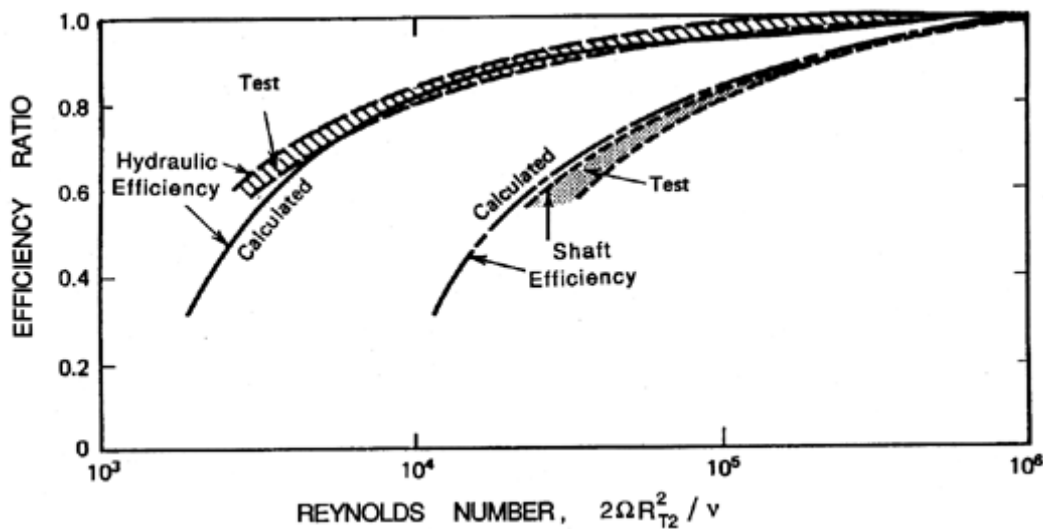


شکل (۷-۲) راهنمای عمومی برای طراحی پمپ ها که نسبت بهینه شعاع نوک پره در ورود به خروج، R_{T1}/R_{T2} و نسبت عرض معبر خروجی به شعاع نوک پره خروجی B_2/R_{T2} ، را بازنه مقادیر مختلف سرعت های مخصوص طراحی N_D ، مشخص میکند. همچنین پارامترهای تقریبی عملکرد پمپ، ضریب جریان طراحی ϕ_D ، و ضریب ارتفاع طراحی ψ_D نشان داده شده است.

معمولاً، توربو ماشین ها به نحوی طراحی می شوند که حداکثر بهره آنها در سرعت مخصوص طراحی، N_D ، رخ دهد. بنابراین در منحنی بهره در مقابل سرعت مخصوص، هندسه پمپ باعث می شود که بیشینه منحنی، در سرعت مخصوص بهینه قرار گیرد. این ویژگی در هر



شکل (۲-۸) بهره‌های بیشینه انواع پمپ‌ها بصورت تابعی از سرعت مخصوص طراحی N_D ، از آنجائی که بهره تابعی از عدد رینولدز نیز می‌باشد ، داده‌ها برای عدد رینولدز $(2\Omega R^2_{T2} / \nu)$ برابر ۱۰^۷ تصحیح شده‌اند.



شکل (۲-۹) رابطه بهره هیدرولیکی ، η_p و بهره محوری ، η_s به عدد رینولدز $2\Omega R^2_{T2} / \nu$

یک از منحنی‌های شکل (۲-۸) نشان داده شده است . بعلاوه ، Balje (۱۹۸۱) ویژگی جالب دیگری از این خانواده منحنی‌ها را ، درگراف بهره در مقابل سرعت مخصوص ، مورد بحث قرار داده است . او ابتدا منحنی‌ها را بحسب آثار متفاوت لزجتی که در ماشین‌های در اندازه‌ها

و سرعت های مختلف وجود دارد ، با مقایسه داده های مربوط به بهره در عدد رینولدز موثر و با استفاده از منحنی شکل ۹-۲ ، تصحیح نمود . سپس همانطوری که در شکل ۸-۲ ملاحظه می گردد ، خانواده منحنی های مربوط به بهره انواع مختلف ماشین ها، دارای یک منحنی پوش است که بیشینه آن در سرعت مخصوصی برابر یک رخ می دهد. این بهره های بیشینه در مقادیری از سرعت مخصوص که از یک کمتر یا بیشتر باشند کاهش خواهند یافت . بنابراین در یک پمپ ایده آل ، سرعت مخصوص طراحی برابر واحد است و حداکثر بهره قابل حصول در این سرعت مخصوص ، مُحقق خواهد شد. خوشبختانه ، از نقطه نظر طراحی ، یکی از مشخصات ، یعنی سرعت محور ، Ω تا اندازه ای دارای انعطاف است . یعنی اگرچه گذر جریان و افزایش ارتفاع معمولاً برای هر کاربردی ثابت می باشد میتوان سرعت موتور گرداننده ، Ω را به نحوی انتخاب نمود که سرعت مخصوص طراحی نزدیک به مقدار بهینه \square ، یک شود.

۶-۲ تراز انرژی

قدم بعدی در ارزیابی عملکرد یک توربو ماشین ، ملاحظه کاربرد قوانین اول و دوم ترمودینامیک در آن است . برای نیل به این منظور جریان های ورودی و خروجی را با فشار ، سرعت ، انتالپی و غیره و با فرض اینکه جریانهای یکنواخت باشند ، مشخص میکنیم . روشن است که در صورتیکه جریان های ورودی و خروجی غیریکنواخت باشند، این تحلیل عملاً برای یک لوله جریان ، کاربرد دارد و برای تامین تراز کامل انرژی به انتگرال گیری کلیه لوله های جریان نیاز خواهد بود.

معیار اساسی ترمودینامیکی از انرژی ذخیره شده در واحد جرم جریان سیال ، انتالپی ویژه کل (انتالپی کل بازا و واحد جرم) ، نام دارد و با h^T نشان داده شده و بصورت زیر تعریف می شود :

$$h^T = h + \frac{1}{2}|u|^2 + gz = e + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}|u|^2 + gz \quad \dots (2-24)$$

که در آن e انرژی داخلی مخصوص ، $|u|$ مقدار سرعت سیال ، و z ارتفاع عمودی است . در این فرمول از هر گونه انرژی خارجی اضافی (مانند ، میدان مغناطیسی) صرفنظر شده و فرض می شود فرآیند از نظر شیمیائی خنثی است .

یک ماشین سیالاتی که عملکرد آن بصورت حالت پایدار است در نظر میگیریم ، اگر سیال ورودی به آن دارای انتالپی ویژه کل ، h_1^T ، سیال خروجی از آن دارای انتالپی ویژه کل ، h_2^T ، گذر جرمی جریان ، m ، نرخ خالص حرارتی که به ماشین افزوده می شود ، \dot{Q} ، و نرخ کار خالصی که توسط محیط خارجی بر روی سیال داخل ماشین انجام می شود ، \dot{W} باشد، از قانون اول ترمودینامیک نتیجه می شود که :

$$m(h_2^T - h_1^T) = \dot{Q} + \dot{W} \quad \dots (2-25)$$

حال سیال را تراکم ناپذیر و روان (فاقد لزجت) در نظر میگیریم. از خواص اساسی این جریان ، فقدان سازوکاری برای تبادل حرارت و انرژی مکانیکی است و در نتیجه معادله ۲-۲۵ به دو بخش تقسیم می شود که بخشی حاکم بر مولفه مکانیکی و بخش دیگر حاکم بر مولفه حرارتی انتالپی کل ، بشرح زیر می باشد :

$$(p/\rho + \frac{1}{2}|u|^2 + gz)_2 - (p/\rho + \frac{1}{2}|u|^2 + gz)_1 = \frac{(p_2^T - p_1^T)}{\rho} = \frac{\dot{W}}{m} \quad \dots (2-26)$$

$$e_2 - e_1 = \dot{Q}/m \quad \dots (2-27)$$

بنابراین برای جریان تراکم ناپذیر و فاقد لزجت ، مسئله مکانیک سیالات (که معادله ۲-۲۶ معرف تراز اساسی انرژی در آن است) از مسئله انتقال حرارت (که معادله ۲-۲۷ معرف تراز حرارت در آن می باشد) ، جدا شدنی است .

در اینصورت نتیجه می شود ، اگر T گشتاور وارد از طرف پروانه بر روی سیال باشد ، نرخ کار انجام شده روی سیال $\dot{W} = T\Omega$ می باشد . در نتیجه ، برای سیالی که تراکم ناپذیر و بدون لزجت است ، معادله ۲-۲۶ رابطه ای بین افزایش فشار کل در پمپ ، $p_2^T - p_1^T$ ، گذر جرمی جریان m ، و گشتاور بدست میدهد :

$$m \frac{(p_2^T - p_1^T)}{\rho} = T\Omega \quad \dots (2-28)$$

بعلاوه ، قانون دوم ترمودینامیک ایجاب میکند که در حضور آثار برگشت ناپذیر مانند آنهایی که در اثر لزجت ایجاد می شوند ، علامت تساوی در معادله ۲-۲۸ با نامساوی با علامت " کمتر " جایگزین گردد . در نتیجه ، در پمپ حقیقی که جریانش تراکم ناپذیر است ، آثار لزجی باعث تبدیل بخشی از انرژی ورودی به حرارت می شود (که در صورت بدون لزجت بودن سیال ، انرژی ورودی باعث افزایش انرژی ذخیره شده در سیال میگردد) . بنابراین عبارت سمت راست معادله ۲-۲۸ مبین کار واقعی انجام شده روی سیال توسط پروانه است و عبارت سمت چپ معادله مذکور بخشی از کار است که بصورت انرژی مکانیکی در سیال ذخیره می شود . در اینصورت ، مناسب است که کمیت η_p که بهره هیدرولیکی پمپ می باشد ، تعریف گردد که معرف کسری از کار انجام شده روی سیال است که نهایتاً بصورت افزایش در انرژی مکانیکی ذخیره شده در سیال تبدیل می شود :

$$\eta_p = m(p_2^T - p_1^T) / \rho T\Omega \quad \dots (2-29)$$

البته ، ممکن است اتلافات مکانیکی بیشتری در یک پمپ صورت گیرد . این باعث می شود که نرخ کار منتقل شده از طریق محور خارجی پمپ بیشتر از نرخ انجام کار پروانه روی سیال باشد . برای مثال ، افت ها ممکن است در یاتاقان ها و یا بعلت " اصطکاک دیسک " ناشی از اثر نیروی مقاومت دینامیکی (پسار) روی سطوحی که با محور دوران میکنند ، رخ دهند. در

نتیجه ، بهره کلی (یا محوری) η_s ممکن است خیلی کمتر از η_p باشد . برای ارزیابی تقریبی این افت های اضافی ، خواننده میتواند به کتاب Balje (۱۹۸۱) مراجعه نماید . علی رغم وجود این همه سازوکار اتلافی ، پمپ ها بنحو اعجاب آوری کارآمد می باشند . پمپ سانتریفوژی که خوب طراحی شده ، بایستی دارای بهره کلی در حدود ۸۵ % باشد ، پمپ های خیلی بزرگ (مانند پمپ هایی که در سد گراند کولی نصب شده اند) دارای بهره مازاد بر ۹۰ % هستند . حتی پمپ های سانتریفوژی که هندسه بسیار ساده و ابتدائی دارند ، دارای بهره در حدود ۶۰ % میباشند .

۲-۷ عملکرد ایده آلی و بدون کاویتاسیون پمپ ها

اقدام به ارزیابی ایده آل و تقریبی در مورد عملکرد هیدرولیکی پمپ ها در غیاب کاویتاسیون در این مرحله ، مفید است . این عمل بشکل استخراج یک عبارت تحلیلی برای افزایش ارتفاع (ψ) بصورت تابعی از گذر جریان (φ) ، خواهد بود . برای آسان کردن این تحلیل ، فرض شده که جریان ، تراکم ناپذیر ، محوری متقارن و نسبت به دستگاه مختصات دورانی واقع بر پره های پروانه ، یکنواخت باشد ، و نیز فرض می شود پره ها بینهایت نازک باشند و بتوان از اتلافات لزجی صرف نظر نمود . در این شرایط ، جریان سیال ، وفق شکل ۲-۲ ، که از هر لوله جریان عبور کند ، از معادله برنولی برای سامانه های دورانی تبعیت خواهد نمود .

$$\frac{2p_1}{\rho} + w_1^2 - r_1^2 \Omega^2 = \frac{2p_2}{\rho} + w_2^2 - r_2^2 \Omega^2 \quad \dots (2-30)$$

این معادله را میتوان بعنوان یک معادله انرژی تعبیر نمود . جمله $p + \frac{1}{2} \rho w^2$ در طرفین معادله ، فشار کل یا انرژی مکانیکی بازاء واحد حجم سیال است ، و اگر بلحاظ این واقعیت نبود که انرژی " پتانسیل " در سیال در حال دوران ذخیره می گردد ، این کمیت در ورود و خروج یکسان می بود . جمله $\rho(r_1^2 - r_2^2)\Omega^2/2$ مبین اختلاف در این انرژی " پتانسیل " در ورود و خروج است . روشن است که در صورت وجود اتلافات ، معادله ۲-۳۰ صحت نخواهد داشت . با استفاده از تعریف فشار کل (معادله ۲-۱۳) و روابط بین سرعت ها که از مثلث های سرعت شکل ۲-۲ ، استخراج می شود ، معادله ۲-۳۰ را میتوان به نحوی تنظیم نمود که رابطه ذیل برای افزایش فشار کل ، $p_2^T - p_1^T$ ، برای یک لوله جریان مشخص ، حاصل گردد :

$$p_2^T - p_1^T = p_2 - p_1 + \frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2) \quad \dots (2-31)$$

$$= \rho(\Omega r_2 v_{\theta 2} - \Omega r_1 v_{\theta 1}) \quad \dots (2-32)$$

در صورتیکه سیال فاقد مولفه دورانی در ورود به پمپ باشد ($v_{\theta 1} = 0$) ، در اینصورت شکل بدون بُعد مشخصه عملکرد ، با استفاده از معادله های ۲-۱۶ و ۲-۱۷ ، حاصل می شود:

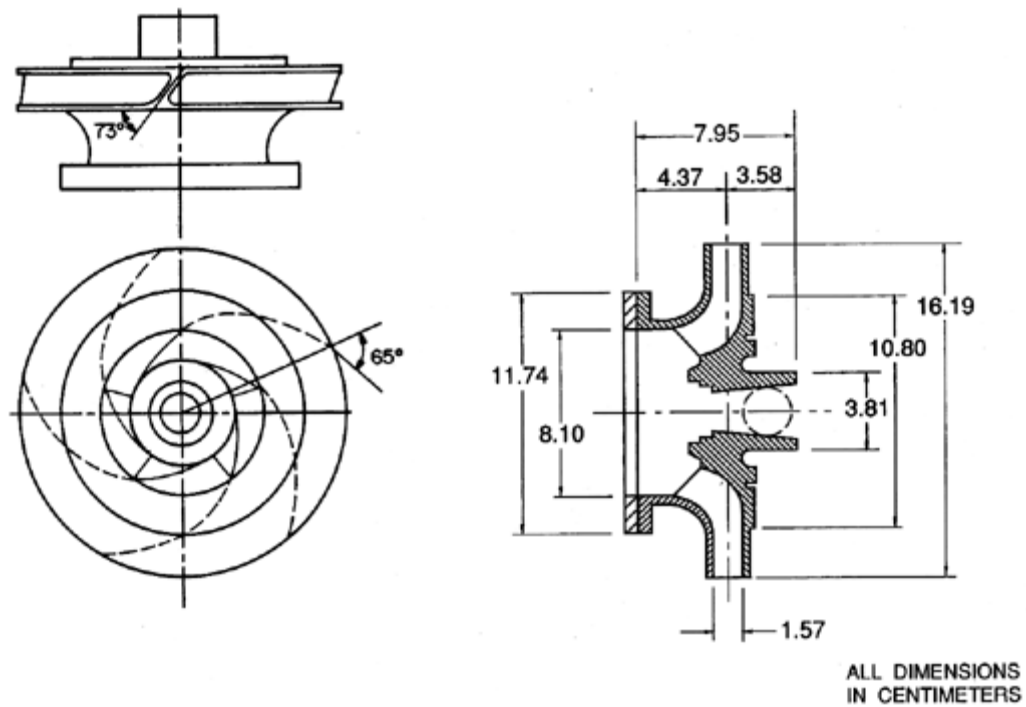
$$\psi = 1 - \phi_2 \cot \beta_{b2} \quad \dots (2-33)$$

در اینجا فرض کرده ایم که شرایط ورودی و خروجی یکنواخت باشد و عملاً، نتایج محدود به توربو ماشین هائی شده است که، عرض گذرگاه های B_1 و B_2 (شکل ۲-۱)، در آنها دارای محدودیت: $B_1 < R_{T1}$ و $B_2 < R_{T2}$ ، و سرعت های جریان در ورودی و خروجی پروانه آنها، یکنواخت است. معمولاً در عمل چنین شرایطی پیش نمی آید، بنابراین نتایج داده شده در معادله های ۲-۳۲ و ۲-۳۳ برای هر لوله جریان کاربرد دارند. در اینصورت انتگرال گیری برای کلیه لوله های جریان برای تامین مشخصه عملکرد ماشین، ضرورت خواهد داشت. مثالی از این انتگرال گیری در بخش ۲-۳ ارائه شد. حتی در این حالت های غیر یکنواخت، معادله ۲-۳۳ بصورت گسترده ای در ترکیب با زاویه خروجی متوسط یا موثر پره، β_{b2} ، برای پیش بینی تقریبی عملکرد پمپ، مورد استفاده است. نتایج فوق الذکر را میتوان با نتایج بخش قبلی یعنی با کاربرد تئوری اندازه حرکت زاویه ای (کاربرد قانون دوم نیوتن برای حرکت دورانی)، ترکیب نمود تا گشتاور، T ، با شار خالص اندازه حرکت زاویه ای خروجی از پمپ، مرتبط گردد:

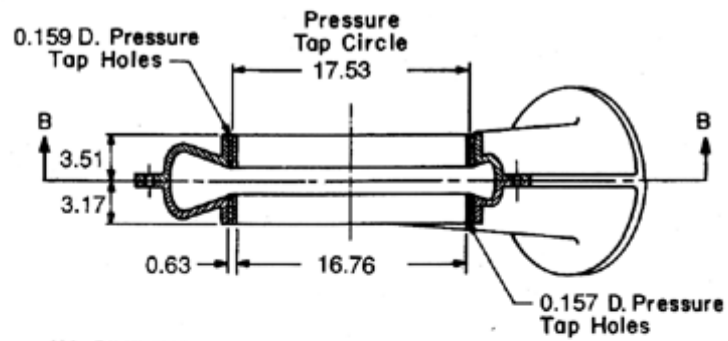
$$T = m(r_2 v_{\theta 2} - r_1 v_{\theta 1}) \quad \dots (2-34)$$

که در آن m ، مانند قبل، گذر جرمی جریان است. توجه شود که معادله ۲-۳۴ اعم از اینکه اتلافات لزجی موجود باشد یا خیر، صادق است. در غیاب اتلافات مربوط به لزجت، رابطه دومی برای گشتاور T ، وفق معادله ۲-۲۸ موجود است. با مساوی قرار دادن این دو معادله، روش دومی برای استخراج معادله ۲-۳۲ برای عملکرد در غیاب اتلافات مربوط به لزجت، بدست می آید.

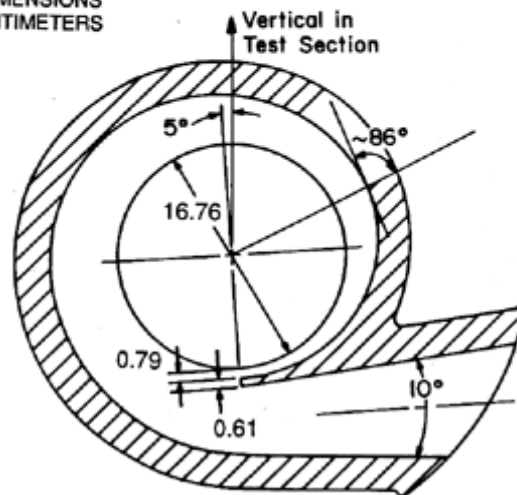
۸-۲ چند پروانه و پمپ ویژه



شکل ۱۰-۲ پروانه یک پمپ سانتریفوژ که پروانه X نامیده شده است

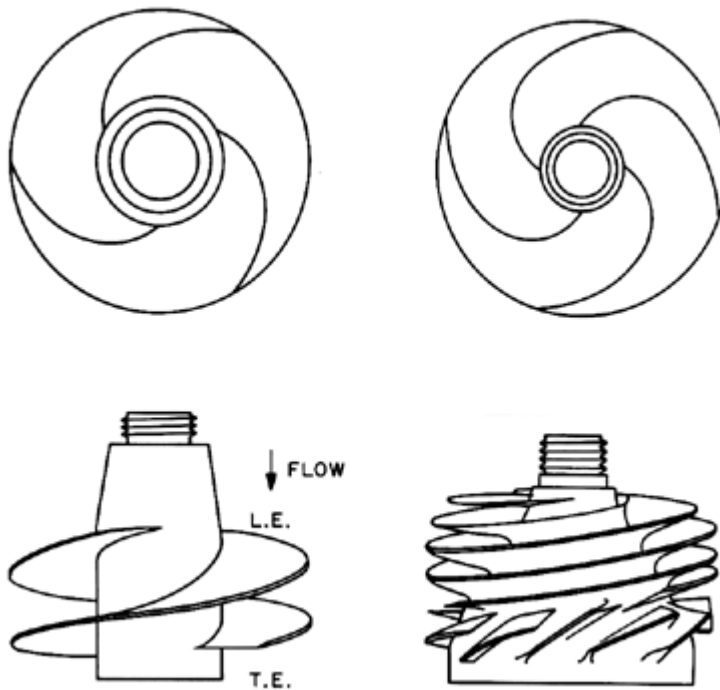


ALL DIMENSIONS
IN CENTIMETERS



Section B-B

شکل ۱۱-۲ حلزونی بدون پره (که حلزونی A نامیده شده) و برای پروانه X طراحی شده است



شکل ۱۲-۲ دو القاء کننده با کاویتاسیون که برای آنها داده های عملکردی ارائه شده است. در سمت چپ پروانه مار پیچی V با قطر ۷/۵۸ سانتیمتر، با زاویه ۹ درجه (که طرح ۱۰/۲ سانتیمتری آن پروانه VII نامیده شده است) در سمت راست یک مدل با مقیاس، به قطر ۷/۵۸ سانتیمتری از پروانه توربوپمپ فشار پائین LOX در موتور اصلی شاتل فضائی، موسوم به پروانه IV (که طرح ۱۰/۲ سانتیمتری آن پروانه VI نامیده می شود).

در طول این کتاب، به داده های تجربی مرتبط با پدیده های مختلف مربوط به چند پروانه و پمپ ویژه، رجوع خواهیم نمود. مناسب است که در این مرحله توضیحی کوتاه از این اجزاء ارائه گردد. این توضیحات میتوانند بعنوان نمونه های مناسبی از هندسه پمپ ها در نظر گرفته شود. پروانه X، که در شکل ۱۰-۲ نشان داده شده، پروانه پمپ سانتریفوژی است که دارای پنج پره می باشد. شعاع خروجی آن $R_{T2} = 8/1 \text{ cm}$ ، زاویه خروجی پره، β_{bT2} ، ۲۳ درجه، و سرعت مخصوص طراحی، N_D برابر ۰/۵۷ می باشد. پروانه X معمولاً همراه با حلزونی A (شکل ۱۱-۲) آزمایش می شود. این حلزونی یک خروجی دارد و قطر دایره اصلی آن $8/3 \text{ cm}$ و زاویه مارپیچ، ۴ درجه می باشد. حلزونی A با پروانه X در ضریب جریان ۰/۹۰۲ $\phi_2 =$ منطبق است. این ایجاب میکند که اصول پیوستگی و اندازه حرکت در طراحی بکار گرفته شود تا حلزونی، جریان حجمی محیطی یکنواختی از پروانه دریافت نموده و آنرا به خط تخلیه به نحوی هدایت نماید که فشار در حلزونی بصورت محیطی یکنواخت باشد و اتلافات مربوط به لزجت را در جریان کند شونده کمینه نماید. برای حلزونی و پروانه با هندسه مشخص، این اهداف همانطوری که در بخش ۴-۴ توضیح داده شده، فقط با یک ضریب جریان مشخص محقق خواهد شد. بنابراین افزایش اتلافات هیدرولیکی و کاهش بهره در شرایط خارج از طرح، قابل انتظار است. تاکید این نکته حائز اهمیت است که عملکرد پمپ نه تنها به طراحی جداگانه پروانه و حلزونی بلکه همچنین به سازگاری این دو جزء با یکدیگر نیز بستگی دارد.

دو پمپ محوری یا القاء کننده، با طراحی خاصی که بتوانند با کاویتاسیون ایفای وظیفه کنند، کرا را مورد بحث قرار خواهند گرفت. این پمپ ها در شکل ۱۲-۲ نشان داده شده اند. در تعدادی از زمینه های مختلف، داده های مربوط به چندین القاء کننده مارپیچی ساده با زاویه ۹ درجه ($\beta_{bT1} = 9^\circ$)، برای روشن کردن موضوع، مورد استفاده قرار خواهد گرفت. هندسه نمونه ای از این نوع پمپ در سمت چپ شکل ۱۲-۲ نشان داده شده است. دو نمونه با قطر ۷/۵۸ سانتیمتر بکار گرفته شد: پروانه III دارای لبه های ورودی راست و شعاعی و پروانه شماره V دارای لبه های ورودی به سمت عقب برگشته است که در شکل ۱۲-۲ نشان داده شده است. یک نمونه با قطر ۱۰/۲ سانتیمتری با لبه به سمت عقب برگشته، با عنوان پروانه شماره VII مورد بررسی قرار گرفته شده است.

هندسه القاء کننده دوم با سرعت مخصوص قدری کمتر است. پروانه شماره IV (به قطر ۷/۵۸ سانتیمتر) و شماره VI (بقطر ۱۰/۲ سانتیمتر) مدل های با مقیاس پروانه پمپ فشار پائین اکسیژن مایع در موتور اصلی شاتل فضائی (SSME) می باشد. این پروانه ها دارای ضریب جریان در حدود ۰/۷۶ است، سایر ابعاد در جدول ۱-۷ ارائه شده است. بعلاوه بعضی از داده های تفصیلی در مورد زاویه پره ها $\beta_{bl}(r)$ ، و ضخامت آنها در شکل ۳۹-۷ ارائه شده است.

فهرست منابع :

- ⌚ Balje, O.E. (1981). *Turbomachines. A guide to design, selection and theory*. John Wiley and Sons, New York.
- ⌚ Sabersky, R.H., Acosta, A.J. and Hauptmann, E.G. (1989). *Fluid flow (3rd edition), Chapters 12 and 13*. Macmillan Publ. Co.
- ⌚ Stodola, A. (1927). *Steam and gas turbines. Volumes I and II*. McGraw-Hill, New York.

فصل سوم

تحلیل عملکرد دو بُعدی

۳-۱ مقدمه

در این فصل و فصل بعدی، تحلیل مفصل تری از جریان در پمپ های محوری و سانتریفوژ انجام شده، و چند مدل که برای شبیه سازی عملکرد بدون کاویتاسیون این توربوماشین ها بکار رفته اند، مورد بررسی قرار خواهد گرفت. بررسی در این فصل با ارائه خلاصه بعضی از نتایج حاصله از تحلیل مفصل تر جریان دوبعدی، در صفحه نصف النهاری توربوماشین، با نادیده گرفتن بسیاری از آثار دو بُعدی، آغاز خواهد شد. در همین رابطه، در بخش ۳-۲ تا ۳-۴ تحلیل ردیفه های خطی برای ماشین های محوری، و در بخش ۳-۵ خلاصه تحلیل ردیفه های شعاعی برای ماشین های سانتریفوژ، مورد بحث قرار خواهد گرفت. آثار سه بُعدی در فصل بعدی بررسی خواهد شد.

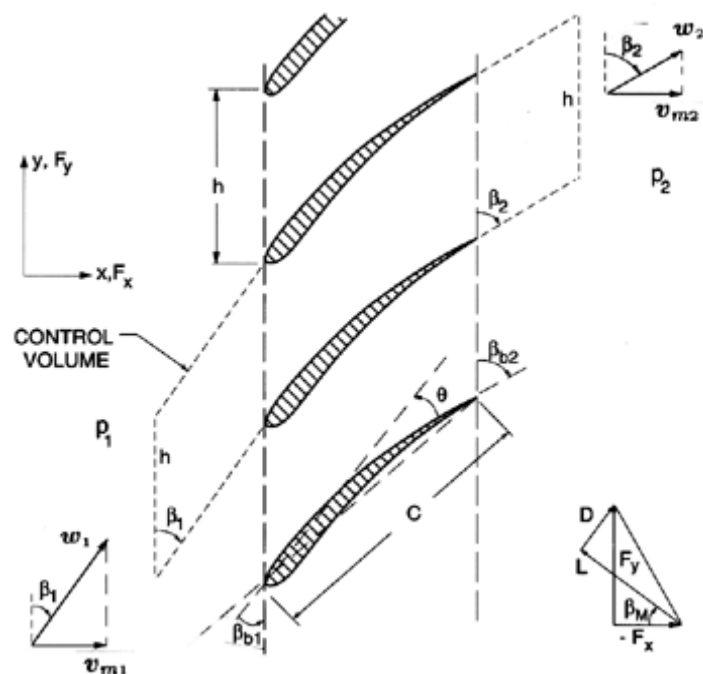
۳-۲ تحلیل ردیفه خطی

حال مکانیک سیالات ردیفه خطی، بصورت مفصل تر مورد بررسی قرار خواهد گرفت به نحوی که نقش هندسه پره ها و اطلاعات حاصل از نیروهای وارده بر هر پره، برای تکمیل تحلیل بخش ۲-۷ مورد استفاده قرار میگیرد. با رجوع به حجم کنترل تناوبی نشان داده شده در شکل ۳-۱، و کاربرد قانون اندازه حرکت به این حجم کنترل، نیروهای F_x و F_y ، که توسط سیال به هر پره وارد می شود (بازاء بُعد عمود بر صفحه کاغذ برابر واحد)، بصورت زیر محاسبه می شوند:

$$F_x = -(p_2 - p_1)h \quad \dots (3-1)$$

$$F_y = \rho h v_m (w_1 \cos \beta_1 - w_2 \cos \beta_2) \quad \dots (3-2)$$

که از رابطه پیوستگی، $v_{m1} = v_{m2} = v_m$ در آنها استفاده شده است. توجه شود F_y کاملاً با فرمول ۲-۳۴ مربوط به گشتاور T سازگار است.



شکل ۳-۱ نمای ردیفه خطی که در آن هندسه پره، حجم کنترل تناوبی و نیروهای برار، L و پسار، D ، بصورت نیروهای وارد بر پره نشان داده شده است.

در اینجا بردار متوسط سرعت های نسبی، w_1 و w_2 را با مقدار w_M جهت، β_M تعریف میکنیم.

$$\cot \beta_M = \frac{1}{2}(\cot \beta_1 + \cot \beta_2) \quad \dots (3-3)$$

$$w_M = v_m / \sin \beta_M \quad \dots (3-4)$$

نیروهای برار، L و پسار، D بعنوان مولفه های نیروی کل وارد بر پره ها $(F_x^2 + F_y^2)^{1/2}$ تعریف شده اند، این دو نیرو، در شکل ۳-۱ نشان داده شده اند که اولی عمود و دومی مماس بر بردار سرعت متوسط، w_M است.

$$L = -F_x \cos \beta_M + F_y \sin \beta_M \quad \dots (3-5)$$

$$D = F_x \sin \beta_M + F_y \cos \beta_M \quad \dots (3-6)$$

در روابط فوق نیروهای L و D به ازای واحد بُعد عمود بر صفحه کاغذ در نظر گرفته شده اند. مقادیر بی بُعد نیروهای برار و پسار (ضرایب برار و پسار) بصورت زیر تعریف می شوند:

$$C_L = L / \frac{1}{2} \rho w_M^2 c \quad , \quad C_D = D / \frac{1}{2} \rho w_M^2 c \quad \dots (3-7)$$

فهرست روابط اساسی با نوشتن فرمول اختلاف فشار سیال در عبور از ردیفه بصورت زیر کامل می گردد :

$$\Delta p_L^T = (p_1 - p_2) + \frac{1}{2} \rho (w_1^2 - w_2^2) \quad \dots (3-8)$$

در فرمول (۳-۸) ، Δp_L^T نشان دهنده افت فشار کل ناشی از آثار لزجیتی در عبور جریان از ردیفه است . در جریان بدون اصطکاک ، $\Delta p_L^T = 0$ است و رابطه (۳-۸) بصورت معادله برنولی در مختصات دورانی تبدیل می گردد (یعنی تبدیل به معادله ۳۰-۲ می شود و در واقع در اینجا $r_1 = r_2$ است) . ضمناً ضریب بدون بُعد اتلاف بشکل زیر تعریف می گردد :

$$f = \Delta p_L^T \frac{1}{2} \rho w_M^2 \quad \dots (3-9)$$

با ترکیب معادلات (۳-۱) تا (۳-۹) ، میتوان روابط زیر را برای ضرایب برار و پَسار بدست آورد :

$$C_D = 2f \sin \beta_M / s \quad \dots (3-10)$$

$$C_L = (2/s)[(\psi/\phi) \sin \beta_M + f(\phi - \cos \beta_M \sin \beta_M) / \sin \beta_M] \quad \dots (3-11)$$

که در آنها $s = c/h$ استحکام و ψ ضریب ارتفاع : $(p_2^T - p_1^T) / \rho R^2 \Omega^2$ و ϕ ، ضریب جریان : $v_m / \Omega R$ است . توجه شود که در حالت جریان بدون اصطکاک ، $C_D = 0$ و $C_L = 2 \psi \sin \beta_M / \phi s$ خواهد بود . در این حالت نیروی کل وارد بر پره فقط بصورت نیروی برار است که عمود بر جهتی می باشد که توسط زاویه β_M در معادله ۳-۳ تعریف شده است . این تأییدی بر صحت جهت های انتخابی برای تعریف L و D است (شکل ۳-۱) . همچنین معادله های ۳-۱ تا ۳-۹ مشخصه ارتفاع با جریان را بصورت زیر بدست میدهند :

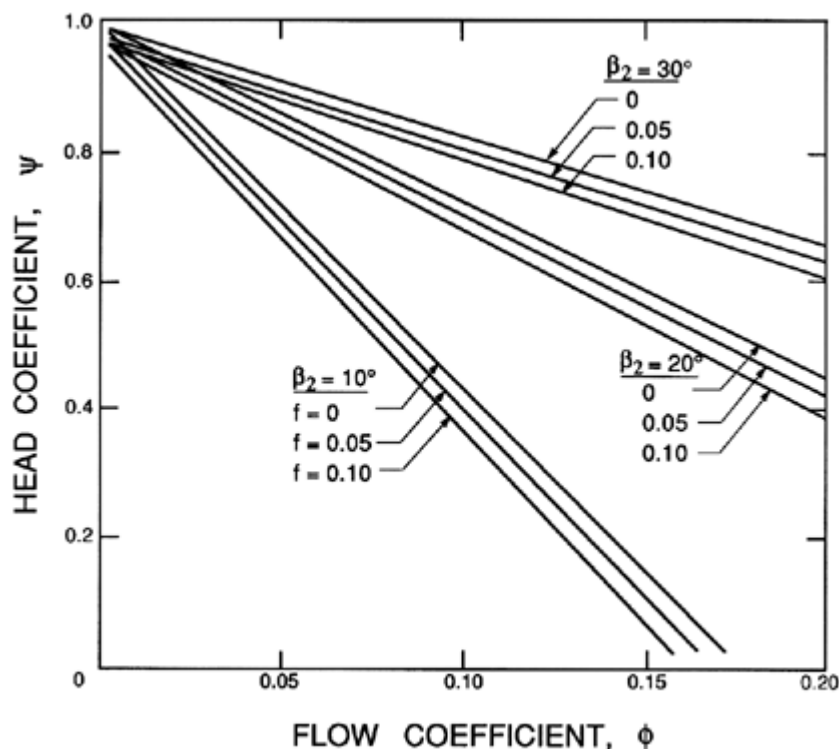
$$\psi = \phi(\cot \beta_1 - \cot \beta_2) - f\phi(1 + \cot \beta_M^2) \quad \dots (3-12)$$

که در صورتیکه جریان ورودی ، فاقد چرخش باشد : $\tan \beta_1 = \phi$ و رابطه فوق بصورت زیر خواهد بود :

$$\psi = 1 - \phi \cot \beta_2 - f\{\phi^2 + [\frac{(1 + \phi \cot \beta_2)^2}{4}]\} \quad \dots (3-13)$$

در جریان بدون اصطکاک ، که خروج بموازات پره انجام می گردد ($\beta_2 = \beta_{b2}$) ، رابطه ۳-۱۳ بصورت رابطه ۳-۲۳ ساده می شود . توجه شود که استفاده از رابطه ۳-۱۳ بما امکان نوشتن معادله ۳-۱۱ برای ضریب برار را بصورت زیر مقدور می سازد :

$$C_L = (2/s)[2\sin\beta_M(\cot\beta_1 - \cot\beta_M) - f \cos\beta_M] \quad \dots (3-14)$$



شکل ۳-۲ مشخصه محاسبه شده ارتفاع / جریان برای بعضی از ردیفه های خطی

شکل ۳-۲ نمونه هائی از مشخصه های ارتفاع / جریان را که از معادله ۳-۱۳ حاصل می شود، به ازای مقادیر انتخابی از β_2 و ضریب اصطکاک f نشان می دهد. بایستی توجه شود که در یک توربو ماشین واقعی، f ثابت نمی باشد و بصورت تابعی از ضریب جریان ϕ ، که زاویه برخورد و سایر مشخصه های جریان را تعیین میکند، تغییر می نماید. حالت های واقعی تر بعداً در شکل ۳-۳ ارائه خواهد شد.

خواننده هوشیار متوجه شده که تا اینجا فقط زوایای جریان، در تمام معادله هائی که در این بخش ارائه گردیده، وارد شده اند و نه زوایای پره ها، موجودیت آنها (پره ها) بصورت وسایلی با تعریف نامناسب، فقط برای چرخاندن جریان سیال بکار رفته اند. بنابراین لازم است، برای پیشرفت بیشتر در این بررسی ها، تحلیل تفصیلی جریان انجام گردد که از نتایج آن مشخص شدن رابطه بین زوایای جریان، (β_M و β_2) و هندسه پره ها، شامل زوایای پره ها (β_{b1} ، β_{b2} و β_b) است. مجموعه بزرگی از نتایج تحقیقات انجام شده در مورد تحلیل این نوع جریان موجود است که این میزان تفصیل خارج از حدود این کتاب می باشد. مانند اکثر جریان های با عدد رینولدز بالا، بررسی بایستی با تحلیل جریان پتانسیل آغاز گردد، در اینمورد استفاده از کتابهای

نوینی مانند Horlock (۱۹۷۳) ، یا بررسی با ارزش Roudebush (۱۹۶۵) ، به خواننده توصیه می گردد . Konig (۱۹۲۲) یکی از اولین تحلیل های جریان پتانسیل را برای یک ردیفه ساده با صفحات تخت و بینهایت باریک انجام داد . از این تحقیق برای تهیه شکل ۳-۴ استفاده شده است . این روش های جریان پتانسیل بایستی با آنالیز های لزجی لایه مرزی روی پره ها و پس اثرهای مربوط به جریان خروجی ، ترکیب و تکمیل گردد . Lieblein (۱۹۶۵) بررسی بسیار خوبی از این روش ها انجام داده است و برخی از این روش شناسی ها بعداً ارائه خواهد شد .

برای شروع ، با کاربرد دانش اساسی و مشاهداتی که از ضرایب برار و پسار در آزمایش های مربوط به پره های جداگانه (ایروفویل ها و هیدروفویل ها) و پره های گروهی در ردیفه ها ، کسب شده است ، میتوان بینش مفیدی کسب نمود . یکی از این مشاهدات مربوط به تناسب ضریب برار، C_L با سینوس زاویه حمله ، یعنی زاویه بین جهت متوسط جریان ، β_M و زاویه متوسط پره ، β_{bM} است . بنابراین

$$C_L = m_L \sin(\beta_{bM} - \beta_M) \quad \dots (3-15)$$

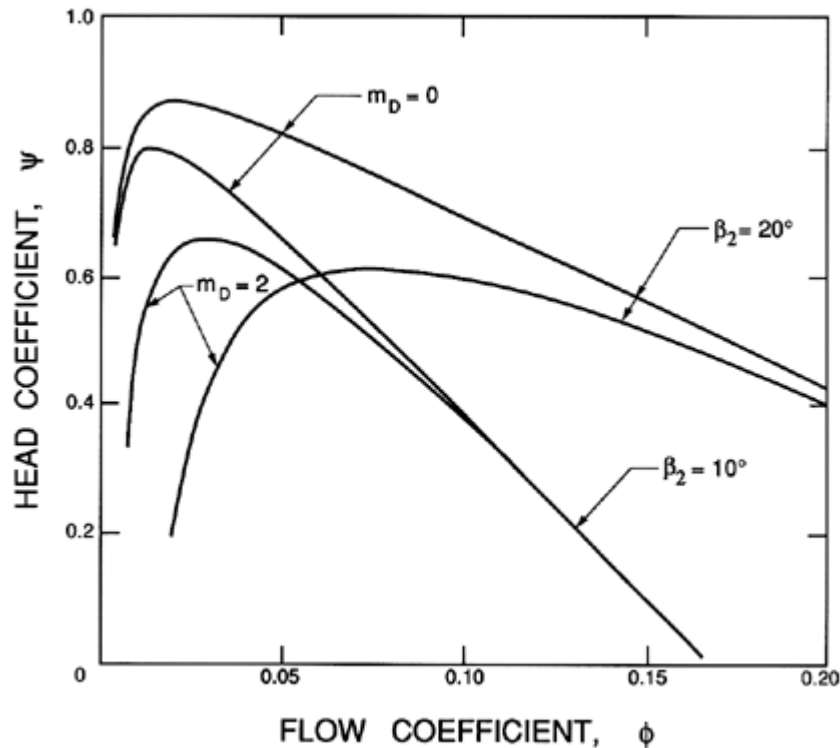
که در آن m_L یک مقدار ثابت و از مشخصه های پره یا هندسه ردیفه است . در حالتی که جریان بدون اصطکاک باشد ($f=0$) ، فرمول ۳-۱۵ را میتوان در معادله ۳-۱۴ جایگزین نمود تا منتج به رابطه ای برای تعیین β_M گردد . اگر این روابط با معادله ۳-۱۳ ترکیب گردند ، مشخصه ارتفاع / جریان بصورت زیر ، حاصل می گردد :

$$\psi = \frac{2m_L s \sin \beta_{bM}}{4 + m_L s \sin \beta_{bM}} \left\{ 1 - \phi \left(\cot \beta_{bM} + \frac{v_{\theta 1}}{v_{m1}} \right) \right\} \quad \dots (3-16)$$

که بهتر است ، اولین ضریب سمت راست معادله فوق بصورت زیر جایگزین گردد:

$$\psi_0 = \frac{2m_L s \sin \beta_{bM}}{4 + m_L s \sin \beta_{bM}} = \left[1 + \frac{\cot \beta_2 - \cot \beta_{b2}}{\cot \beta_1 - \cot \beta_2} \right]^{-1} \quad \dots (3-17)$$

که ψ_0 در آن ، بلحاظ اینکه مساوی ضریب ارتفاع در گذر جریان صفر است ، ضریب ارتفاع بدون اصطکاک قطع جریان ، نامیده می شود . رابطه دوم برای ψ_0 از معادله های قبلی ناشی شده و بعداً مورد استفاده قرار خواهد گرفت . توجه شود برخلاف معادله ۳-۱۳ ، معادله مشخصه ارتفاع / جریان ، ۳-۱۶ برحسب m_L و مقادیر تجربی مانند زاویه پره β_{bM} و زاویه چرخش یا پیش چرخش ورودی ، $v_{\theta 1} / v_{m1}$ ، داده شده است .



شکل ۳-۳ مشخصه محاسبه شده ارتفاع / جریان برای یک ردیفه خطی که از ضریب پسار پره
 وفق معادله ۳-۱۸ با $C_{D0}=0.02$ ، استفاده شده است. مشخصه با $C_{D0}=m_D=0$ در شکل ۳-۲
 نشان داده شده است.

همچنین مناسب است که ضریب پسار C_D ، نیز در نظر گرفته شود زیرا این ضریب به روشنی
 ضریب اصطکاک f و اتلافات لزجی در ردیفه را توضیح میدهد. رابطه C_D نسبت به زاویه حمله
 خطی نیست و تابعی زوج است و رابطه تجربی مناسبی که با معادله ۳-۱۵ تطبیق دارد بصورت
 زیر می باشد:

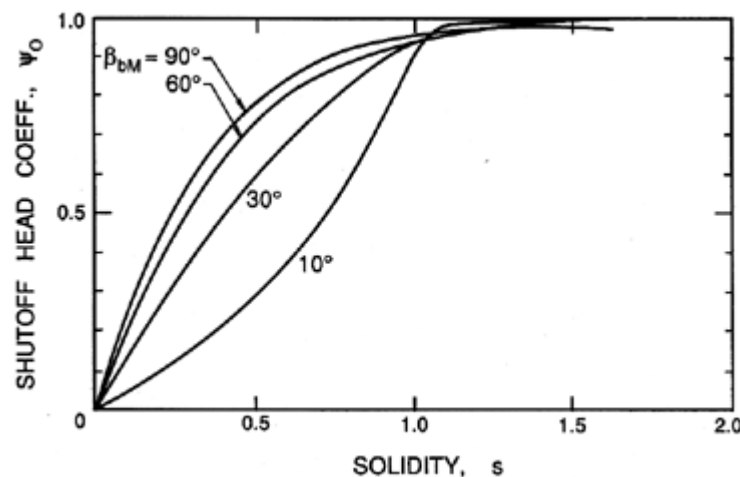
$$C_D = C_{D0} + m_D \sin^2(\beta_{bM} - \beta_M) \quad \dots(3-18)$$

که در آن C_{D0} و m_D مقادیر ثابت است. بعضی از مشخصه های ارتفاع / جریان که از مقادیر
 نمونه C_{D0} و m_D نتیجه شده اند در شکل ۳-۳ ارائه گردیده است. توجه شود که این منحنی های
 مشخصه دارای شکل هایی نزدیک تر به منحنی های عملکرد واقعی، در مقایسه با نتایج حاصله
 از ضریب اصطکاک ثابت، وفق شکل ۳-۲، می باشند.

۳-۳ زاویه انحراف

روش مطالعه ساده و تجربی ارائه شده در بخش قبل دارای ارزش عملی و آموزشی است، ولی
 بررسی ساختار جریان با تفصیل بیشتر و استفاده آزمایشی از تحلیل های سطح بالاتر جریان که
 ممکن است به پیش بینی عملکرد ردیفه با هندسه خاصی منجر شود، نیز ارزشمند است.
 برای انجام چنین کاری، تشخیص تفاوت بین مشخصه عملکردی منتج از جریان فاقد لزجت
 ایده آل شده و آنچه ناشی از آثار لزجی است، حائز اهمیت است. بنابراین ابتدا آثار جریان
 فاقد لزجت را بررسی میکنیم. König (۱۹۲۲) اولین محقق بود که جریان پتانسیل را در عبور

از یک ردیفه خطی بویژه برای یک ردیفه ساده که دارای بینهایت پره راست و نازک بود ، تحلیل نمود . این تحلیل منجر به تعیین زاویه انحراف δ گردید که به نوبه خود امکان ارزیابی ضریب ارتفاع قطع ، ψ_0 را از طریق معادله ۳-۱۷ فراهم نمود . این کمیت در شکل ۳-۴ بصورت تابعی از استحکام نشان داده شده است . توجه شود که برای استحکام های بزرگتر از واحد ، جریان پتانسیل ایده آل شده ، بموازات پره ها از معبر بین پره ها خارج می شود و در اینصورت ψ_0 به سمت یک میل میکند ($\psi_0 \rightarrow 1$) .



شکل ۳-۴ پارامتر عملکرد ، ψ_0 بصورت تابعی از استحکام ، s ، برای ردیفه با صفحه تخت بازاء زوایای مختلف پره ، β_b

روش دیگری که زاویه جریان در خروج ، β_2 را به زاویه پره ها در خروج از ردیفه مرتبط میکند ، بکار بردن یک قاعده تجربی برای تعیین زاویه انحراف $\delta = \beta_{b2} - \beta_2$ (معادله ۲-۲) برحسب ویژگی های هندسی ردیفه است . یک رابطه تجربی که توسط Constant (۱۹۳۹) پیشنهاد شد (نگاه کنید به Horlock - ۱۹۷۳) ، زاویه انحراف را به زاویه خمش ، θ_c و استحکام ، s ، بشکل رابطه زیر مرتبط میکند :

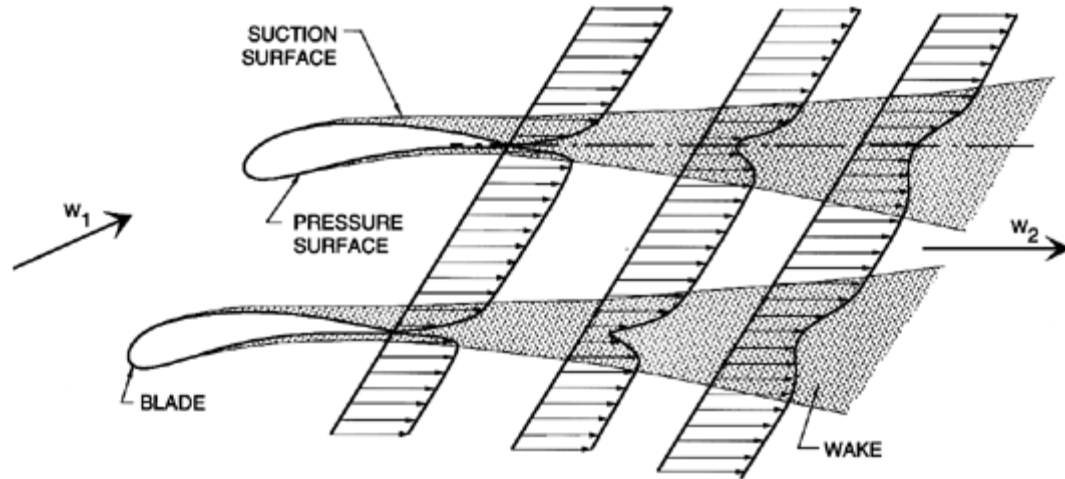
$$\delta_N = \frac{C \theta_c}{s^2} \quad \dots (3-19)$$

که در فرمول فوق ، زیرنویس N معرف شرایط نامی است که بصورت دلخواه ، بعنوان شرایطی تعریف شده که در آن زاویه چرخش ، $(\beta_2 - \beta_1)$ برابر ۸۰ در صد مقدارش در شرایط توقف جریان است . مقدار ثابت C توسط Constant برابر ۰/۲۶ پیشنهاد گردیده است . توجه شود که بدین ترتیب ، β_2 و سپس ضریب ارتفاع از معادله مشخصه ۳-۱۲ تعیین می گردد . بعداً محققین تغییرات در زاویه انحراف را بحسب سایر پارامتر های جریان مورد مطالعه قرار دادند (مثلاً، نگاه کنید به Howell - ۱۹۴۲) و روابط پیچیده تری برای استفاده در طراحی های روتور های با جریان محوری ابداع کردند (Horlock - ۱۹۷۳) . در هر حال مطالعات پایه که توسط Leiblein در مورد لایه مرزی در ردیفه های خطی انجام شد و نقشی که این آثار

لزجتی در تعیین زاویه انحراف و اتلافات بازی میکنند، جایگزین بسیاری از این فرمول های تجربی شده است .

۳-۴ آثار لزجتی در ردیفه های خطی

بررسی مفصل تر سازو کار اتلافات لزجتی در ردیفه ها نیز حائز اهمیت است . حتی در جریان دو بعدی در ردیفه ها ، رشد لایه مرزی روی سطوح فشاری و مکشی پره ها ، و پس اثر هائی که آنها در جریان سوی خروجی از پره ها تشکیل میدهند ، پیچیده بوده و بصورت ساده قابل تحلیل نیستند (نگاه کنید به شکل ۳-۵) .



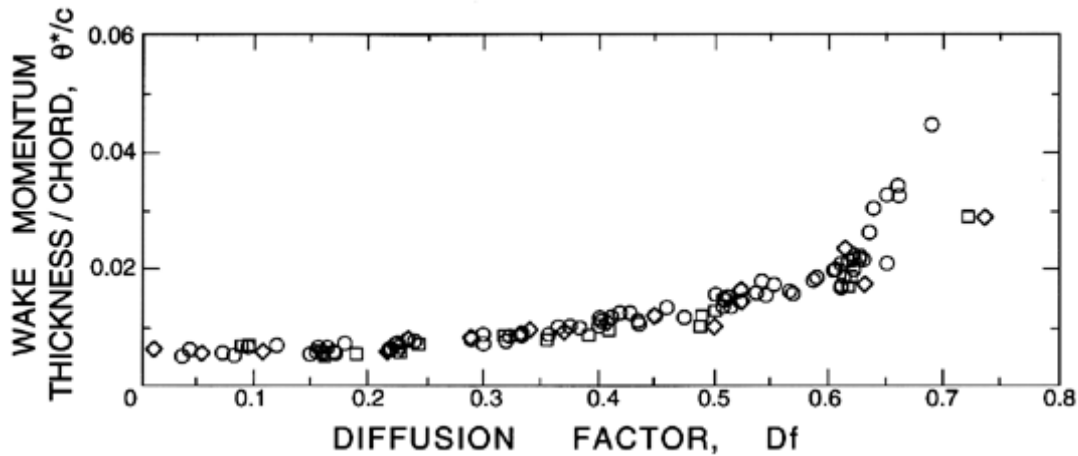
شکل ۳-۵ نمایش لایه های مرزی در سطوح یک ردیفه و پس اثر های حاصله در پره ها

در هر حال همانطوریکه بررسی های انجام شده توسط Rudebush-Leiblein (۱۹۶۵) و Leiblein (۱۹۶۵) نشان داد ، میتوان بعضی از رهنمود های گمی را برای آثار لزجتی بر عملکرد ردیفه ، تامین نمود . در این رابطه ، ضریب پخش ، که توسط Leiblein و همکارانش (۱۹۵۳) ، تعریف شد مفهوم مفیدی است و براساس تقریب هائی است که شرح آن متعاقباً ارائه می گردد : ابتدا ، میدا نیم که در شرایط کار عادی ، لایه مرزی روی سطح مکش ضخیم تر از لایه مرزی روی سطح فشار در پره است ، به نحوی که در تقریب اول میتوان از دومی صرف نظر نمود . سپس ، ضخامت پس اثر (و در اینصورت اتلاف فشار کل) را میتوان بصورت کسری از سطح مکش که روی آن شیب سرعت معکوس می شود (چون بخش عمده رشد لایه مرزی در آنجا رخ میدهد) ، تعیین نمود . بنا براین Leiblein و همکارانش استدلال نمودند که ضخامت اندازه حرکت در پس اثر θ^* ، بایستی با پارامتری مرتبط گردد ، که به آن ضریب پخش نام نهاده و با رابطه $(w_{max} - w_2) / w_{max}$ ، بیان کردند که در آن w_{max} ، سرعت بیشینه روی سطح مکش است . بنابراین ، بایستی کند شدن یا پخش جریان از سرعت w_{max} به w_2 ، و اینکه این ضریب پخش ، عامل اصلی در تعیین ضخامت پس اثر است را در نظر داشت . در هر حال ، از آنجائی که w_{max} به آسانی قابل تعیین نمی باشد ، Leiblein و همکارانش رابطه زیر را که تقریبی برای ضریب پخش ، Df می باشد ، پیشنهاد نمودند:

$$Df = 1 - \frac{w_2}{w_1} + \frac{v_{\theta 2} - v_{\theta 1}}{2sw_1}$$

$$= 1 - \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} + \frac{\sin \beta_1 (\cot \beta_1 - \cot \beta_2)}{2s} \quad \dots (3-20)$$

شکل ۳-۶ رابطه بین ضخامت مقدار حرکت پس اثر (که با وتر، نرمالیزه شده است) را با ضریب پخش، D_f ، برای سه نیمرخ پره، نشان می دهد. چنین روابطی در حال حاضر بصورت گسترده ای برای تعیین اتلافات لزجی بلحاظ لایه مرزی و پس اثر در پره ها، مورد استفاده قرار میگیرد.



شکل ۳-۶ رابطه بین نسبت ضخامت مقدار حرکت پس اثر پره، θ^* ، به وتر، c ، با ضریب پخش، D_f ، برای ردیفه متشکل از پره های با سه نیمرخ مختلف: $NACA65$ ، سری A_{10} (با قوس دایره و دو نیمرخ انگلیسی $C4$ با قوس سهمی). حداکثر ضخامت پره ها برابر ده درصد وتر، c ، و عدد رینولدز برابر $10^5 \times 2/5$ می باشد.

توجه شود که با تعیین θ^*/c از رابطه فوق، ضریب پسار، C_D ، و ضریب اصطکاک یا ضریب اتلاف از معادلات ۳-۷، ۳-۹، و ۳-۱۰ و رابطه $D = \rho w_2^2 \theta^*$ بصورت زیر تعیین می شوند:

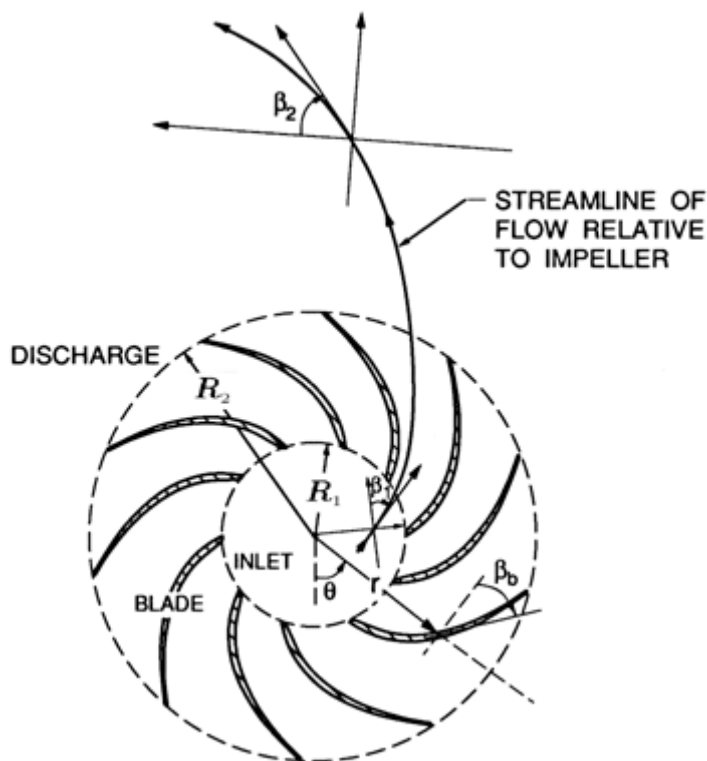
$$C_D = \frac{2 \sin^2 \beta_M}{\sin^2 \beta_2} \frac{\theta^*}{c} \quad \text{و} \quad f = \frac{s \sin \beta_M}{\sin^2 \beta_2} \frac{\theta^*}{c} \quad \dots (3-21)$$

داده هایی که در شکل ۳-۶ نشان داده شده اند برای عدد رینولدز، Re ، ثابت می باشند و این روابط بایستی با روابطی که تغییرات ضریب اتلاف با عدد رینولدز را نشان دهند، تکمیل شوند. تعدادی از این گونه روابط موجودند و نشان دهنده کاهش ضریب اتلاف با افزایش عدد رینولدز می باشند (Rudebush-Leiblein - ۱۹۶۵). برای مطالعه تفصیلی در مورد اتلاف های لزجی در ردیفه ها، خواننده به مقاله های مورد اشاره توسط Leiblein مراجعه نماید.

در یک توربو ماشین واقعی، سازوکارهای اتلافی لزجی اضافه بر آنچه در تحلیل ردیفه اشاره شد، وجود دارد. از همه واضح تر، وجود لایه های لزجی روی سطوح درونی و بیرونی که در مسیر حرکت جریان قرار دارند، مانند نافی و طوقه (یا بدنه) است. این سطوح باعث ایجاد جریان های ثانویه سه بُعدی پیچیده که نهایتاً اتلاف های لزجی اضافی را تحمیل میکنند، خواهد شد (Horlock - Lakshminarayana - ۱۹۷۳). بعلاوه دوران سایر سطوح، مانند سطوح

"منفعل" پروانه باعث ایجاد تنش های برشی لزجیتی می گردد که این اتلاف ها در اصطلاح توربو ماشین ها ، "اتلاف های اصطکاکی دیسک" نامیده می شوند . همچنین جریان های نشتی که از رانش پمپ به مکش پمپ باز می گردند ، یا در پمپ های چند مرحله ای، از یک مرحله به مرحله قبلی باز می گردند، باعث اتلاف های موثری می شوند که بایستی در برآورد واقع گرایانه اتلاف ها در توربو ماشین ها ، در مد نظر قرار گیرند (Balje - ۱۹۸۱).

۵- ۳ تحلیل ردیفه های شعاعی



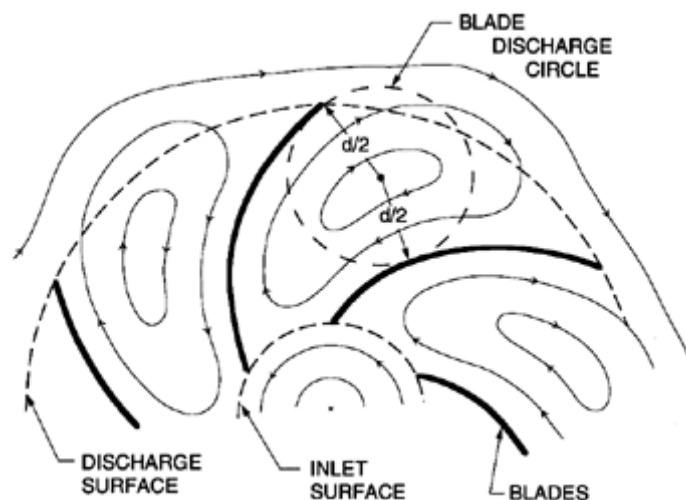
شکل ۳-۷ نمایش ردیفه شعاعی که با ردیفه خطی شکل ۳-۱ تطبیق دارد.

مدل های دو بُعدی برای مطالعه توربو ماشین های سانتریفوژ و شعاعی با تحلیل جریان در ردیفه های شعاعی (بخش ۲-۲ و شکل ۳-۷) ، که همتای ردیفه های خطی در ماشین های با جریان محوری می باشند ، شروع می شود . به بیان دقیق تر همتای ردیفه خطی با صفحه تخت ، ردیفه مارپیچ لگاریتمی می باشد ، که در بخش ۲-۲ تشریح گردید و در شکل ۳-۷ با جزئیات بیشتری نشان داده شده است . روش های همدیس نگاری ساده ای وجود دارند که به کمک آنها میتوان تحلیل جریان پتانسیل را برای ردیفه های خطی به تحلیل معادل جریان در ردیفه شعاعی ، تبدیل نمود ، اگرچه تفسیر مناسب این تحلیل ها نیاز به دقت ویژه ای دارد. مشخصه ارتفاع / جریان برای جریان بدون اصطکاک در ردیفه شعاعی که از پره های مارپیچ لگاریتمی با ضخامت بینهایت نازک تشکیل شده باشد در مقاله کلاسیک Busemann (۱۹۲۸) ، بشکل زیر ارائه شده است:

$$\psi = Sf_B - \psi_0 \phi(\cot \beta_b + \frac{v_{\theta 1}}{v_{m1}}) \quad \dots (3-22)$$

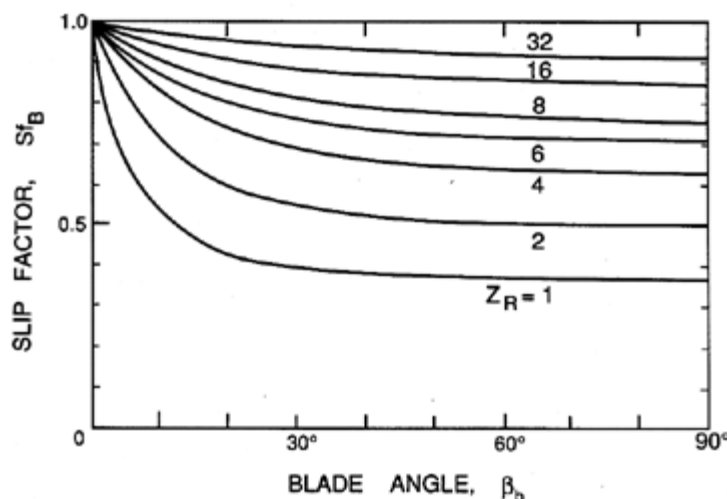
عبارت های Sf_B و ψ_0 حاصل دو اثر کاملاً مجزای مکانیک سیالاتی است. جمله شامل ψ_0 افزایش ارتفاع یک جریان پتانسیل وبدون اصطکاک در عبور از یک ردیفه ساده، بدون دوران (ساکن) است، خواه هندسه آن محوری، شعاعی یا با جریان مختلط باشد. در اینصورت، ψ_0 معادل کمیت ψ_0 ارائه شده در معادله ۳-۱۷ در زمینه ردیفه های خطی است. مقادیر ψ_0 برای ردیفه های ساده با پره های به ضخامت بینهایت نازک، خواه خطی، شعاعی یا با جریان مختلط وفق مقادیر ارائه شده در شکل ۳-۴ می باشد. ψ_0 را میتوان بعنوان اثر "جریان سراسری" تصور نمود و همانطور که در شکل ۳-۴ نشان داده شده است، با افزایش استحکام به اندکی بیش از یک، مقدار ψ_0 سریعاً به طرف یک میل میکند.

در هر حال تشخیص این نکته اهمیت دارد که، ψ_0 نتیجه تحلیل جریان پتانسیل و بدون اصطکاکی است که فاقد تاوانی می باشد. این تحلیل مستقیماً برای ردیفه ای شعاعی بدون دوران (ساکن) کاربرد دارد که جریان، بدون داشتن بردار تاوانی با مولفه محوری، به آن وارد شود. این حالتی است که جریان محوری بدون چرخشی با تغیر مسیر وارد یک ردیفه ساکن شعاعی شود و سرعت محوری آن برابر صفر گردد. ولی نسبت به ردیفه شعاعی دورانی (یا پروانه پمپ سانتریفوژ)، این جریان ورودی دارای تاوانی بوده و مخصوصاً، مقدار این تاوانی برابر $Q/2$ و در جهت مخالف جهت دوران پروانه پمپ است. در نتیجه جریان بدون اصطکاک که از درون پروانه میگذرد، دارای تاوانی ثابت و یکنواخت به مقدار $Q/2$ - می باشد. در مکانیک سیالات بدون اصطکاک، تحلیل این گونه از جریان های دارای تاوانی به روش زیر است: ابتدا، تحلیل حالت بدون تاوانی که در مسئله موجود ψ_0 است تامین می گردد. از نظر ریاضی این یک تحلیل تکمیلی است. سپس به این، تحلیل خاصی که بتواند تمام شرایط مرزی را تامین نموده و دارای تاوانی یکنواخت برابر $Q/2$ - باشد، افزوده می شود. در زمینه مورد بحث فعلی، این تحلیل خاص یا دارای تاوانی، منتج به عبارت Sf_b می شود، که بنابراین منشاء کاملاً متفاوتی با عبارت بدون تاوانی ψ_0 دارد. تقسیم این تحلیل به تحلیل باتاوانی و تحلیل بدون تاوانی به نحوی محقق می گردد که، مولفه بدون تاوانی (یا ψ_0) در بر گیرنده تمام گذر حجمی خالص جریانی است که از پروانه عبور میکند. تحلیل باتاوانی فاقد جریان سراسری است، و فقط به سادگی شامل چرخش یا تاوانی در معبر بین پره ها وفق شکل ۳-۸ می باشد.



شکل ۸-۳ نمایش مولفه جابجائی در یک جریان بدون لزجت که از یک ردیفه شعاعی دورانی عبور کند.

Busemann (۱۹۲۸)، این جریان را جریان جابجائی نامید، سایر محققین بلحاظ هسته چرخشی، آنرا ریزگرداب های نسبی نامیده اند (Balje-۱۹۸۰، Dixon-۱۹۷۸). Stodola-۱۹۲۷ در اثر پیشگام خود در مکانیک سیالات توربو ماشین ها، جزء اولین محققینی بود که اهمیت این مولفه چرخشی را تشخیص داد. Busemann (۱۹۲۸) ابتدا اثر آنرا بر مشخصه ارتفاع / جریان برای حالت پره های مارپیچی لگاریتمی با ضخامت بینهایت نازک، یا به بیان دیگر ردیفه ساده با پیکر بندی شعاعی، محاسبه نمود. بنا بر دلایلی که بعداً روشن خواهد شد، تابع Sf_b ، ضریب لغزش Busemann نامیده می شود. حاصل تحلیل های Busemann مقادیری است که در شکل ۹-۳ برای استحکام بزرگتر از $1/1$ ($s > 1/1$) ارائه شده است.



شکل ۹-۳ ضریب لغزش Busemann، Sf_b که در مقابل زاویه پره β_b به ازای تعداد متفاوت پره ها، Z_R رسم شده است. نتایج نشان داده شده برای ردیفه های شعاعی با بینهایت پره نازک مارپیچی لگاریتمی با استحکام بزرگتر از $1/1$ ($s > 1.1$) است.

توجه شود که مقادیر Sf_b همواره کمتر یا مساوی یک است، بنابراین اثر جریان جابجائی در جهت کاهش ارتفاع می باشد. در هر حال با افزایش تعداد پره ها این کاستی را میتوان کاهش داد. با افزایش تعداد پره ها، بعلت تضعیف افزاینده جریان چرخشی بین پره ها، Sf_b بسمت یک میل میکند. در هر حال، اتلافات اصطکاکی با افزایش تعداد پره ها افزایش می یابد. در نتیجه همواره مصالحه مهمی در انتخاب تعداد پره ها بایستی انجام گردد. همانطوری که شکل ۹-۳ نشان میدهد، این مصالحه بستگی به زاویه پره ها دارد. بعلاوه، این مصالحه بایستی با در نظر گرفتن الزامات ساختمانی پره ها انجام شود. بنابراین، ماشین های شعاعی که برای کار با مایعات ساخته می شوند دارای تعداد کمتری پره نسبت به ماشین های است که با گاز ها مورد استفاده قرار می گیرند. دلیل این موضوع نیاز به پره های ضخیم تر در توربو ماشین های مایع است، بنابراین مانعی که هر پره در مقابل جریان ایجاد میکند خیلی بیشتر از توربو ماشین های گازی است. در نتیجه ماشین های مایع دارای تعداد کمتری پره می باشند، که بطور نمونه برای دامنه سرعت های مخصوصی که ماشین های شعاعی طراحی می شوند ($N_D < 1/5$)، ۸

(هشت) عدد است . معیار مهندسی دیگری که رایج شده این است که Z_R بایستی یک سوم زاویه پره ها در خروج ، β_b برحسب درجه ، باشد . کاهش در ارتفاع ناشی از جریان جابجائی بعثت نا یکنواختی در جریان خروجی از پروانه است ، این نا یکنواختی باعث می شود ، جریان خروجی دارای زاویه متوسطی (β_2) باشد ، که با زاویه خروجی پره ها ، β_{b2} متفاوت است ، که در نتیجه زاویه انحراف موثر یا لغزش ، Sf حاصل می شود (نگاه کنید به بخش ۱-۲) . در واقع ، روشن است که روابط ۱۶-۲، ۲۲-۳ و ۴-۲ و آنچه در فوق ذکر شد ، تساوی $Sf = Sf_b$ را الزام آور می کنند . Stodola - ۱۹۲۷ تشخیص داد که لغزش ، حاصل جابجائی جریان است و مقدار سرعت لغزش ، $v_{\theta s}$ را به روش تقریبی زیر تخمین زد . او استدلال کرد سرعت لغزش میتواند تقریباً برابر $\Omega d / 2$ باشد که $d/2$ در آن شعاع دایره خروجی پره وفق شکل ۸-۳ است . او این کمیت را بعنوان نُمادی از هسته در حال چرخش در معبر بین پره ها در نظر گرفت ، چرخش این هسته ، همان گونه که قبلاً شرح داده شد با سرعت زاویه ای Ω باعث ایجاد مولفه $v_{\theta s}$ می گردد . بنابراین در صورتیکه Z_R خیلی کوچک نباشد ، d تقریباً برابر با Z_R با $2\pi R_2 \sin \beta_{b2} / Z_R$ است ، پس نتیجه می شود :

$$v_{\theta s} = \pi \Omega R_2 \sin \beta_{b2} / Z_R \quad \dots (3-23)$$

و از معادله ۴-۲ ضریب لغزش، Sf_s که بدین نحو تخمین زده شده ، برابر است با:

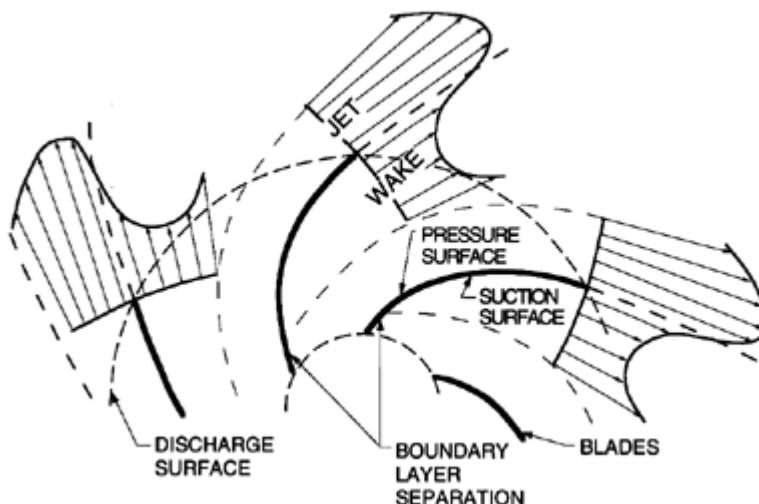
$$Sf_s = 1 - \frac{\pi \sin \beta_{b2}}{Z_R} \quad \dots (3-24)$$

مقایسه این نتایج با نتایج دقیق تر ارائه شده توسط Busemann در شکل ۹-۳ نشان میدهد که معادله ۲۴-۳ نتایج قابل قبولی بعنوان تقریب اول بدست میدهد . برای مثال پروانه ای که دارای چهار پره با زاویه پره برابر ۲۵ درجه و استحکام بزرگتر از واحد باشد ، دارای ضریب لغزش Stodola برابر ، $Sf_s = ۰/۶۶۸$ در مقایسه با $Sf_b = ۰/۷۱۲$ ناشی از تئوری دقیق تر Busemann است .

حجم بزرگی از مطالعات در مورد ضریب لغزش در پمپ های سانتریفوژ موجود است . بعضی از این بررسی ها براساس محاسبه ضریب لغزش برای جریان بدون لزجت در ردیفه های شعاعی با پره های پیچیده تری نسبت به پره های مارپیچ لگاریتمی بینهایت نازک که توسط Busemann استفاده شدند ، است . بازبینی مفید بعضی از این کارها را میتوان بطور مثال در کار های Wislicenus - ۱۹۴۷ ، Stanitz - ۱۹۵۲ و Ferguson - ۱۹۶۳ ، ملاحظه نمود . سایر محققین سعی کردند که ضرایب لغزشی با بهترین توافق با نتایج آزمایش ها را بیابند . بدین منظور ، آنها سعی به گنجاندن آثار لزجی علاوه بر آثار حالت بدون لزجت ، نمودند ، که ضریب لغزش عملاً برای این حالت بدست آمده بود . نمونه ای از این برخورد را میتوان در کارهای Wiesner که ضرایب لغزش های تجربی موجود را ارزیابی کرده و ضریبی را پیشنهاد نموده که بنظر میرسد بهترین نتایج را در مقایسه با نتایج تجربی تامین می کند .

۳-۶ آثار لزجیتی در جریان های شعاعی

حال به بحث در مورد آثار لزجیتی در پمپ های سانتریفوژ می پردازیم . روشن است که ردیفه شعاعی ، لایه مرزی لزجیتی را همانند مواردی که پیش تر در ماشین های با جریان محوری مورد بحث قرار گرفت ، تجربه می کند (نگاه کنید به بخش ۴-۳) . در هر حال دو عامل پیچیده کننده ، منشاء ایجاد سازو کار های اتلافی می باشند که در این حالت بسیار پیچیده می باشند . این دو عبارتند از جداسدگی جریان و جریان ثانویه .



شکل ۳-۱۰ نمایش جریان واقعی خروجی از پمپ یا کمپرسور سانتریفوژ ، شامل الگوی تناوبی جت ها و پس اثر ها که ناشی از جداسدگی جریان از سطح مکشی است .

معمولاً جریان در پمپ های سانتریفوژ در نزدیکی لبه هادی از سطح مکشی جدا می شود ، و پس اثر قابل توجهی روی سطح مکشی هر پره ایجاد میکند . Fischer و Thoma-۱۹۳۲ اولین محققینی بودند که به این پدیده پی بردند و مشاهده نمودند که پس اثر حتی میتواند در جریان طراحی نیز ایجاد شده و معمولاً تا بخش خروجی از پروانه گسترش یابد . در نتیجه ، جریان خروجی شامل یک ناحیه با سرعت کم یا پس اثر ، در مجاورت سطح مکش و لزوماً جریانی با سرعت زیاد در بقیه گذرگاه بین دو پره متوالی خواهد بود . این " ساختار جت - پس اثر " در شکل ۳-۱۰ رسم شده است . توجه شود این آثار لزجیتی با جریان جابجائی شکل ۸-۳ در جهت مخالف یکدیگرند . در کارهای Fischer و Thoma و بسیاری دیگر از محققین ، این وجوه جریان در پمپ ها و کمپرسورهای سانتریفوژ مورد مطالعه قرار گرفته است (بطور مثال نگاه کنید به Acosta، Bowerman و-۱۹۵۷ ، Johnston ، Dean -۱۹۶۶ ، Eckardt-۱۹۷۶) ، و امروزه برای ساختن هر گونه مدل جریان در توربو ماشین های شعاعی ، بعنوان مشخصه های اساسی مورد توجه قرار میگیرند . تحلیل نوین جریان در توربو ماشین های شعاعی معمولاً شامل مشخصه های پایه ، ساختار جت - پس اثر در معبر پره ها است (بطور مثال ، Cumsty و Sturge-۱۹۷۵ ، Howard و Osborne-۱۹۷۷) . Cumsty و Sturge شکل پس اثر را در یک ردیفه شعاعی دو بعدی نمونه ، با استفاده از روش های عددی برای تحلیل مسئله مربوط به خط جریان آزاد ، مشابه آنچه که در فصل ۷ مورد بحث قرار گرفته است ، محاسبه کردند .

در جریان طراحی ، پس اثر یا لایه مرزی روی سطح مکشی پره ممکن است کاملاً نازک شود ، ولی با کاهش ضریب جریان ϕ ، افزایش زاویه برخورد منجر به بزرگتر شدن پس اثر می گردد (Fischer و Thoma-۱۹۳۲ ، Johnston و Dean-۱۹۶۶) . روشن است که نایکناختی جریان خروجی از پروانه باعث ایجاد لغزش " موثر " بدلیل این آثار لزجی می گردد. این لغزش نه تنها به هندسه پره ها بستگی دارد ، بلکه تابعی از ضریب جریان و عدد رینولدز است . تغییرات آن بخصوص با ضریب جریان جالب است . با کاهش ضریب جریان ϕ ، به مقدار کمتر از مقدار طراحی ، پهنای پس اثر شروع به رشد میکند و کسری از جریان که در بخش جت متمرکز است ، افزایش می یابد . Johnston و Dean-۱۹۶۶ نشان دادند که این باعث جریانی خواهد شد که به هندسه سطح فشاری پره نزدیک تر می شود ، و در نتیجه لغزش کاهش می یابد . این میتواند در کمپرسور های شعاعی اثر مهمی داشته باشد . Johnston و Dean در پروانه یک کمپرسور شعاعی با ۱۸ پره که زاویه خروجی پره ۹۰ درجه بود (یعنی برای آن $Sf_S = 0.825$ است) اندازه گیری هایی را انجام دادند ، و مشاهده کردند، ضریب لغزش موثر بصورت یکنواختی از مقدار ۰/۸ در $\phi_2 = 0.5$ به مقدار ۱/۰ در $\phi_2 = 0.15$ افزایش یافت . معذالک این ضریب لغزش ، افزایشی در ارتفاع ایجاد نکرد ، زیرا افزایش در اتلاف های لزجی از بهره ناشی از لغزش ، بزرگتر بود .

بالاخره ، تشخیص اینکه جریان های ثانوی نیز میتوانند اثر مهمی در پس اثر های پره و ساختار جت - پس اثر ، داشته باشند ، حائز اهمیت است . بعلاوه اختلاف های هندسی بین کمپرسور نمونه شعاعی و پمپ نمونه سانتریفوژ ، اختلاف مهمی در جریان های ثانویه ، و ساز و کار اتلاف ها و ساختار جت-پس اثر ایجاد میکند . هندسه پمپ نمونه سانتریفوژ در شکل ۷-۲ نمایش داده شده است که بایستی به آن تعداد پره ها ی نمونه $Z_R = 8$ را اضافه نمود. یک مثال نمونه ، هندسه پمپ در $N_D = 0.6$ ، که در آن $R_{T1}/R_{T2} = 0.5$ و $B_2 = 0.2R$ است . با فرض $Z_R = 8$ و زاویه خروجی نمونه ۲۵ درجه ، نتیجه می شود که ابعاد مقطع خروجی پروانه که عمود بر سرعت نسبی است برابر $0.3 R_{T2} \times 0.2 R_{T2}$ است حال آنکه طول گذرگاه بین پره ها تقریباً برابر $1/2 \times R_{T2}$ می باشد . بنا براین گذرگاه بین پره ها نسبت به طول آن دارای پهنای مناسبی است . برعکس کمپرسور شعاعی دارای B_2/R_{T2} خیلی کمتر و تعداد پره های خیلی بیشتری است . در نتیجه نه تنها گذرگاه بین پره ها ، نسبت به طول ، خیلی تنگ تر است بلکه همچنین مقطع نمونه جریان در خروج بسیار دورتر از مربع بوده و در جهت محوری باریک تر است . لایه مرزی لزجی روی سطوح مکشی و فشاری و نافی و پوشش پروانه (یا پوسته) در حالتی که ابعاد مقطع نسبت به طول پره کمتر باشد ، دارای آثار بیشتری است . بعلاوه جریان ثانویه که در گوشه های این معبر ایجاد می شود این آثار لزجی را تقویت می کند . در نتیجه ، جریانی که از کمپرسور نمونه خارج می شود بصورت ریشه ای تری تحت تاثیر این آثار لزجی در مقایسه با جریان خارج شونده از پروانه یک پمپ نمونه سانتریفوژ است .

- ☉ Acosta, A.J. and Bowerman, R.D. (1957). An experimental study of centrifugal pump impellers. *Trans. ASME*, **79**, 1821--1839.
- ☉ Anderson, H.H. (Undated). *Centrifugal pumps*. The Trade and Technical Press Ltd., Crown House, Morden, England.
- ☉ Balje, O.E. (1981). *Turbomachines. A guide to design, selection and theory*. John Wiley and Sons, New York.
- ☉ Busemann, A. (1928). Das Förderhöhenverhältnis radialer Kreiselumpen mit logarithmisch-spiraligen Schaufeln. *Z. angew. Math. u. Mech.*, **8**, 372.
- ☉ Constant, H. (1939). Performance of cascades of aerofoils. *Royal Aircraft Est. Note No. E3696 and ARC Rep. No. 4155*.
- ☉ Dixon, S.L. (1978). *Fluid mechanics, thermodynamics of turbomachinery*. Pergamon Press.
- ☉ Eckardt, D. (1976). Detailed flow investigations with a high-speed centrifugal compressor impeller. *ASME J. Fluids Eng.*, **98**, 390--420.
- ☉ Ferguson, T.B. (1963). *The centrifugal compressor stage*. Butterworth, London.
- ☉ Fischer, K. and Thoma, D. (1932). Investigation of the flow conditions in a centrifugal pump. *Trans. ASME, Hydraulics*, **54**, 141--155.
- ☉ Horlock, J.H. (1973). *Axial flow compressors*. Robert E. Krieger Publ. Co., New York.
- ☉ Horlock, J.H. and Lakshminarayana, B. (1973). Secondary flows: theory, experiment and application in turbomachinery aerodynamics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **5**, 247--279.
- ☉ Howard, J.H.G. and Osborne, C. (1977). A centrifugal compressor flow analysis employing a jet-wake passage model. *ASME J. Fluids Eng.*, **99**, 141--147.
- ☉ Howell, A.R. (1942). The present basis of axial flow compressor design: Part I---Cascade theory and performance. *ARC R and M No. 2095*.
- ☉ Johnston, J.P. and Dean, R.C. (1966). Losses in vaneless diffusers of centrifugal compressors and pumps. *ASME J. Eng. for Power*, **88**, 49--62.
- ☉ König, E. (1922). Potentialströmung durch Gitter. *Z. angew. Math. u. Mech.*, **2**, 422.
- ☉ Lieblein, S., Schwenk, F.C., and Broderick, R.L. (1953). Diffusion factor for estimating losses and limiting blade loadings in axial-flow-compressor blade elements. *NACA RM E53D01*.
- ☉ Lieblein, S. (1965). Experimental flow in two-dimensional cascades. *Aerodynamic design of axial flow compressors, NASA SP-36*, 183--226.
- ☉ Roudebush, W.H. (1965). Potential flow in two-dimensional cascades. *Aerodynamic design of axial flow compressors, NASA SP-36*, 101--149.
- ☉ Roudebush, W.H. and Lieblein, S. (1965). Viscous flow in two-dimensional cascades. *Aerodynamic design of axial flow compressors, NASA SP-36*, 151--181.
- ☉ Sabersky, R.H., Acosta, A.J., and Hauptmann, E.G. (1989). *Fluid flow (3rd edition), Chapters 12 and 13*. Macmillan Publ. Co.
- ☉ Stanitz, J.D. (1952). Some theoretical aerodynamic investigations of impellers in radial- and mixed- flow centrifugal compressors. *Trans. ASME*, **74**, 473--497.
- ☉ Stepanoff, A.J. (1948). *Centrifugal and axial flow pumps*. John Wiley & Sons, Inc.
- ☉ Stodola, A. (1927). *Steam and gas turbines. Volumes I and II*. McGraw-Hill, New York.

- ⌚ Sturge, D.P. and Cumpsty, N.A. (1975). Two-dimensional method for calculating separated flow in a centrifugal impeller. *ASME J. Fluids Eng.*, **97**, 581--579.
- ⌚ Wiesner, F.J. (1967). A review of slip factors for centrifugal impellers. *ASME J. Eng. for Power*, **89**, 558--576.
- ⌚ Wislicenus, G.F. (1947). *Fluid mechanics of turbomachinery*. McGraw-Hill, New York.

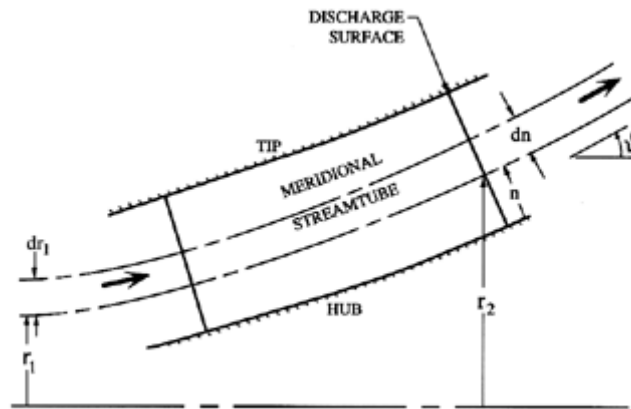
فصل چهارم

سایر ویژگی های جریان

۴-۱ مقدمه

در این فصل بررسی کوتاهی از سایر ویژگی های جریان در توربو ماشین ها را انجام می دهیم. ابتدا مشخصه های سه بُعدی جریان را شرح داده و بعضی از اشکالاتی که استفاده از تحلیل های ردیفه ها که در فصل قبل بحث شد، برای هندسه پیچیده تر توربو ماشین ها پیش می آورد، را مورد بحث قرار می دهیم.

۴-۲ آثار سه بُعدی جریان



شکل ۴-۱ هندسه یک لوله جریان نصف النهاری در پروانه پمپ

در فصل قبل، برخی از مشخصه های دو بُعدی جریان در هندسه های محوری و شعاعی، مورد بحث قرار گرفت. فرض شد جریان در صفحه نصف النهاری اساساً دو بُعدی، و آثار سرعت (و گرادیان سرعت یا فشار) های عمود بر سطح نصف النهاری ناچیز باشد. بعلاوه، بطور ضمنی فرض شد که جریان در توربو ماشین ها ی حقیقی را برای هر سطح نصف النهاری حلقوی، بتوان با استفاده از این تحلیل های دو بُعدی نمونه سازی نمود. ضمناً عملاً فرض شد، هر فضای حلقوی مذکور، منطبق با یک لوله جریان وفق شکل ۴-۱ است به نحوی که روابط هندسی بین موقعیت ورودی، r_1 و ضخامت آن، dr_1 ، و ضخامت خروجی، dn و موقعیت آن، r_2 ، از پیش معلوم باشد. این حالت عملاً مصداقی ندارد و روش های شبه سه بُعدی برای تعیین رابطه هندسی (r_1) r_2 ایجاد شده است. در این روش ها، سطوح جریان، محوری متقارن فرض می شوند و بنابراین از جنبه های پیچیده سه بُعدی جریان، که نمونه آن جریان های ثانویه است و در بخش ۴-۶ مورد بحث قرار می گیرند، صرف نظر می شود. معذالک این روش ها، بویژه تحت شرایطی که جریان های پیچیده ثانویه از اهمیت کمتری برخوردار باشند، مانند حالتی که نزدیک

به شرایط طراحی است، امکان محاسبه مشخصه های عملکردی مفید توربو ماشین را فراهم می نماید. اگر توربو ماشین در نقطه ای دور از شرایط طراحی کار کند، ممکن است جریان در گذرگاه پره ها دارای سطوحی باشد که نتوان آنرا، محوری متقارن فرض نمود.

در زمینه ماشین های با جریان محوری، روش های متعدد تقریبی برای تعیین r_1 (r_2) بعنوان بخشی از تحلیل جریان شبه سه بُعدی، بکار می رود. اکثر این ها براساس کاربرد شرط تعادل شعاعی است. شرط تعادل شعاعی در ساده ترین شکل خود، تمام جمله های معادله حرکت که عمود بر سطح محوری متقارن باشند بجز گرادیان فشار و شتاب گریز از مرکز را ناچیز فرض می کند. بنابراین:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{v_{\theta}^2}{r} \quad \dots (4-1)$$

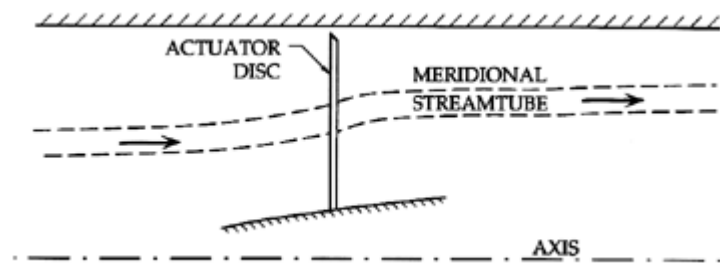
(فرض معادل در یک ماشین شعاعی، صفر بودن گرادیان فشار در جهت محوری است). این فرض بصورت متفاوتی در روش های متعدد تحلیل جریان تعبیه شده است. در همه این ها از شرایطی مانند معادله ۴-۱ (یابعضی از شکل های دقیق تر) برای ارتباط فشار ها در لوله های جریان متفاوت پیش از ورود جریان به روتور (یا استاتور)، و شرایط مشابه پس از خروج از روتور (یا استاتور)، استفاده می شود. اگر این روابط با معادله های پیوستگی و انرژی مرتبط شوند، سری کاملی از معادله ها تشکیل می گردد و در نتیجه تحلیل جریان ممکن می شود. در این طبقه از روش های لوله جریان نصف النهاری، عموماً سرعت های عمود بر سطوح نصف النهاری نادیده گرفته می شوند، ولی سطح مقطع های لوله های جریان به نحوی تنظیم می شوند که شرطی که بر مبنای معادله حرکت عمود بر سطح نصف النهاری است، را تامین نمایند. نمونه های برجسته این طبقه از تحلیل های شبه سه بُعدی توسط Katsanis و همکارانش در NASA Lewis ارائه شده است (نگاه کنید به Stockman و Kramer - ۱۹۶۳، Katsanis - ۱۹۶۴ و McNally و Katsanis - ۱۹۷۷).

مثال زیر یک نمونه از کاربرد های شرط "تعادل شعاعی" را نشان میدهد. فرض می شود که جریان ورودی دارای تعادل شعاعی است. سپس جریان ورودی به لوله های جریان محوری متقارن، هریک با موقعیت شعاعی مشخص r_1 ، تقسیم می شود. در ابتدا، موقعیت شعاعی هریک از لوله های جریان در خروج (بعبارت دیگر تابع r_1 (r_2)) تخمین زده می شود. سپس با کاربرد یک روش عددی تکراری، افزایش فشار کل از هریک از لوله های جریان ارزیابی می گردد. بنابراین، توزیع فشار در خروج تامین می گردد. سپس ضخامت هر لوله جریان در خروج تنظیم می شود (r_1 (r_2)) تنظیم می شود تا گرادیان لازم فشار شعاعی بین هر دو زوج لوله جریان مجاور تامین گردد. متعاقباً این روند تکرار می شود تا تحلیل همگرا گردد. در بعضی از حالت های ساده، میتوان بجای جواب های عددی، جواب های تحلیلی تامین نمود، یک نمونه از این حالت در بخش بعدی خواهد آمد.

بایستی توجه داشت که در حالت کلی تحلیل های شبه سه بُعدی از این نوع، اغلب برای طراحی توربو ماشین های با جریان سه بُعدی کار برد دارد. هدف، حصول به طراحی است که در آن فشار کل در امتداد محور، در همه شعاع ها، به یک میزان افزایش (یا کاهش) یابد و بنابراین از موقعیت شعاعی مستقل باشد. از ترکیب این با شرط تعادل شعاعی معادله زیر حاصل می گردد:

$$\frac{d}{dr}(v_m^2) + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr}(r^2 v_{\theta}^2) = 0 \quad \dots (4-2)$$

اگر ، علاوه بر آن، فرض کنیم که سرعت محوری ، v_m با شعاع تغییر نکند، از معادله ۴-۲ نتیجه می شود که سرعت محیطی ، v_θ بایستی با $1/r$ متناسب باشد ، این روش طراحی " گرداب آزاد " نامیده می شود . روش دیگر طراحی موسوم به " گرداب اجباری " است که در آن سرعت محیطی ، v_θ متناسب با شعاع ، r خواهد بود در اینصورت وفق معادله فوق ، سرعت محوری بایستی با r کاهش یابد . در عمل روش های طراحی عمومی تری که در آنها $v_\theta = ar + b/r$ است (a و b مقادیر ثابتی می باشند) برای طراحی توربین ها و کمپرسور های محوری مورد استفاده قرار میگیرد با این هدف که افزایش ارتفاع و سرعت نسبتاً یکنواختی در شعاع های مختلف ایجاد شود (Horlock - ۱۹۷۳) . در هر حال ، در زمینه پمپ ها ، اکثر طراحی ها از نوع " گرداب اجباری " است . Stepanoff - ۱۹۴۸ ، تعدادی از دلایل این روند تاریخی را فهرست نموده است . بایستی توجه کرد که طراحی گرداب اجباری با سرعت محوری یکنواخت بمعنی استفاده از پره های مارپیچی وفق معادله ۷-۲ می باشد . بنابراین در بسیاری از پمپ ها ، توزیع شعاعی زاویه پره نزدیک به معادله مذکور است .



شکل ۴-۲ مدل دیسک عامل از یک ردیف پره محوری با لوله جریان نصف / انهرای در حالت عمومی.

تعادل شعاعی جریان خروجی ممکن است فرض دقیقی برای بعضی از توربو ماشین ها باشد ولی برای سایرین صادق نیست . اگر گذرگاه بین پره ها در مقایسه با طول آن ها ، باریک باشد (در دو جهت) ، فرصت کافی برای تطبیق جریان در پروانه یا معبر روتور وجود خواهد داشت و شرط حصول به تعادل شعاعی در بخش خروجی، منطقی است . این تقریباً، در همه پمپ ها بجز پمپ های ملخی با استحکام کم ، صادق است . در هر حال ، در بسیاری از کمپرسور ها و توربین ها ، ارتفاع پره در مقایسه با طول وتر بزرگ است و فرض تعادل شعاعی در خروج مناسب نمی باشد . تحت این شرایط ، روش کاملاً متفاوتی که در آن از " دیسک عامل " استفاده می شود بصورت موفقیت آمیزی کاربرد دارد . در این روش فرض می شود در پاد جریان و همچنین در جریان سوی دور از ردیف پره ها ، جریان در تعادل شعاعی قرار دارد ، و کانون توجه ، تطبیق جریان بین این دو موقعیت و ردیف پره است (نگاه کنید به شکل ۴-۲) . در اینجا فرض شده ، عبور جریان در ردیف پره ها بقدری کوتاه است که سطوح جریان در همان موقعیت شعاعی ورودی ، از ردیف پره ها خارج شود ، بنابراین از ردیف پره ها بصورت یک " دیسک

عامل " بینهایت نازک الگوبرداری می شود . از بعضی جنبه ها ، روش دیسک عامل نقطه مقابل روش تعادل شعاعی است ، در این روش فرض می شود که کلیه تطبیق ها در خارج از گذرگاه پره ها روی می دهد ، حال آنکه در بسیاری از کاربردهای تعادل شعاعی ، کلیه تطبیق ها درون گذرگاه پره ها انجام می گردد .

نظر به اینکه در زمینه پمپ ها روش دیسک عامل به ندرت کاربرد دارد ، این مبحث بیشتر از این ادامه نخواهد یافت . جزئیات بیشتر این روش در کتاب هائی مانند Horlock - ۱۹۷۳ یافت می شود . در هر حال نمونه ای از تحلیل تعادل شعاعی را در اینجا ارائه می دهیم زیرا نتایج در فصول بعدی کاربرد خواهد داشت.

۳-۴ تحلیل تعادل شعاعی : یک مثال

برای انجام این تحلیل تعادل شعاعی ، جریان را در عبور از پروانه پمپ به لوله های جریان وفق شکل ۴-۱ تقسیم می کنیم . یک لوله جریان در حالت عام را که شعاع ورودی آن r_1 و ضخامت آن dr_1 است ، برای بررسی انتخاب می کنیم . موقعیت لوله جریان ، n و همچنین ضخامت آن dn در خروج ، از پیش دانسته نیست . و با یستی بعنوان بخشی از تحلیل ، تعیین شود . برای بقای جرم لازم است رابطه زیر برقرار باشد :

$$v_{m1} r_1 dr_1 = v_{m2}(n)(R_{H2} + n \cos \vartheta) dn \quad \dots (4-3)$$

که n مختصاتی است ، عمود بر خطوط جریان در خروج و در نافی $n=0$ است به نحوی که $r_2 = R_{H2} + n \cos \vartheta$.
با کاربرد فرض تعادل شعاعی ، توزیع فشار در صفحه خروجی بصورت زیر است :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_2}{\partial n} = \frac{v_{\theta 2}^2 \cos \vartheta}{(R_{H2} + n \cos \vartheta)} \quad \dots (4-4)$$

همچنین لازم است تغییرات زاویه پره در خروج با موقعیت ، $\beta_{b2}(n)$ مشخص گردد، بدلایلی که در بخش ۴-۲ توضیح داده شد، توزیع مارپیچی که توسط معادله ۷-۲ مشخص شده است را انتخاب می کنیم . توجه شود که در این صورت اگر پمپ با جریان محوری باشد ، $\vartheta = 0$ ، پره ها مارپیچی و در صورتیکه پمپ سانتریفوژ باشد ، $\vartheta = 90$ ، زاویه پره در خروج ، β_{b2} ثابت خواهد بود . بعلاوه ، فرض می کنیم که جریان در خروج بموازات پره ها باشد به نحوی که :

$$\beta_{b2}(n) = \beta_{b2}(n)$$

فرمول های لازم برای حل مسئله تا اینجا کامل شده اند ، با حذف $p_2(n)$ از معادله های ۳-۲ و ۴-۴ و سپس استفاده از مثلث های سرعت و معادله پیوستگی ۳-۴ ، یک معادله دیفرانسیل برحسب $v_{m2}(n)$ بدست می آید .

با فرض اینکه جریان ورودی بدون چرخش، و v_{m1} ثابت است، این معادله که برحسب $v_{m2}(n)$ نوشته شده را میتوان انتگرال گیری نمود تا توزیع سرعت و فشار در خروج بدست آید. آنچه باقی میماند تعیین انرژی کل افزوده شده به جریان است که با جمع کردن انرژی هائی که به هر لوله جریان افزوده شده وفق معادله ۲-۲۱، حاصل می گردد:

$$H = \frac{1}{Q_{HUB}} \int_{TIP}^{TIP} \frac{(p_2^T - p_1^T)}{\rho g} 2\pi r_2 v_{m2} dn \quad \dots (۴-۵)$$

نهایتاً، با بی بُعد ساختن نتیجه، رابطه تحلیلی زیر برای عملکرد حاصل می شود:

$$\psi = \Sigma_1 + \Sigma_2 \phi_2 + \Sigma_3 / \phi_2 \quad \dots (۴-۶)$$

که در رابطه فوق Σ_1 ، Σ_2 و Σ_3 کمیت هائی هندسی می باشند که با روابط زیر تعریف می شوند:

$$\Sigma_2 = \frac{\Gamma \cot \beta_{bT2}}{\ln \Gamma^*} \left[1 + \frac{\Gamma \sin^2 \beta_{bT2} \cos^2 \beta_{bT2}}{\Gamma^* \ln \Gamma^*} \right]$$

$$\Sigma_3 = \tan^3 \beta_{bT2} \left[1 - \frac{\Gamma^2 \cos^4 \beta_{bT2}}{\Gamma^* (\ln \Gamma^*)^2} \right] \quad \dots (۴-۷)$$

$$\Sigma_1 = -\Sigma_3 \cot \beta_{bT2} - \Sigma_2 \tan \beta_{bT2}$$

که در آنها Γ و Γ^* با روابط ذیل بیان می شود:

$$\Gamma = 1 - \left(\frac{R_{H2}}{R_{T2}} \right)^2 \quad \text{و} \quad \Gamma^* = 1 - \Gamma \cos^2 \beta_{bT2} \quad \dots (۴-۸)$$

بنابراین مقادیر هندسی Σ_1 ، Σ_2 و Σ_3 فقط تابع هائی از Γ و β_{bT2} می باشند. نمونه هائی از این منحنی های عملکرد تحلیلی در شکل های ۷-۱۳ و ۷-۱۵ داده شده است. توجه شود که این عملکرد های هیدرولیکی ایده ال شده، فقط تابعی از متغیر های هندسی Γ و β_{bT2} در خروج از پروانه است. بعلاوه که در حالتی که پمپ سانتریفوژ باشد، $\Gamma \rightarrow 0$ ، $\Sigma_1 \rightarrow 1$ ، $\Sigma_2 \rightarrow \cot \beta_{bT2}$ و $\Sigma_3 \rightarrow 0$ حاصل، مشابه معادله ۲-۳۳ می شود.

حال پژوهش بمنظور بهینه سازی بر مبنای عملکرد هیدرولیکی وفق معادله ۴-۶، سودمند است. گرچه بحث هائی که در اینجا ارائه خواهند شد کاملاً غیر مستدل هستند، ولی نتایج جالب توجه می باشد. ابتدا از این مشاهدات شروع می کنیم که دو مشخصه هندسی ویژه در تعیین اتلاف های لزجی در بسیاری از جریان های داخلی حائز اهمیت می باشد. اگر سطح مقطع

جریان بیشتر از میزان معینی افزایش یابد ، جداسدگی لایه مرزی ناشی از کند شدن سرعت و در هم شدن جریان (توربولانس) میتواند منجر به ایجاد اتلاف های لزجی زیادی گردد که در غیر اینصورت روی نمی دهد. در نتیجه ، همانطوریکه در بخش ۳-۴ ذکر شد، مقدار متوسط w_1 / w_2 پارامتر طراحی با اهمیتی می باشد. در تحلیل حاضر ، مقدار متوسط این پارامتر از نسبت سطح Ar^* ، با ملاحظات هندسی از معادله زیر حاصل می گردد :

$$Ar^* = \frac{\Gamma \sin \beta_{bT2}}{\cos \vartheta (R_{T1}/R_{T2})^2 \sin \{ \tan^{-1} (\phi_2 Ar R_{T2}/R_{T1}) \}} \quad \dots (4-9)$$

همچنین از نسبت Ar که نسبت مساحت سطح خروجی محوری متقارن به مساحت سطح ورودی است و با رابطه زیر تعیین می گردد ، استفاده می کنیم :

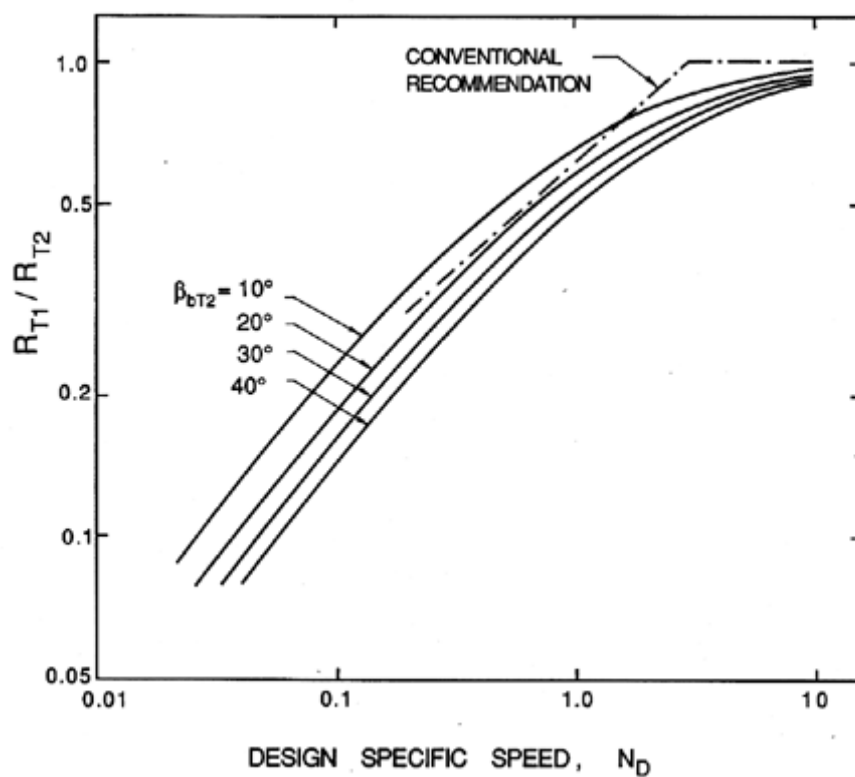
$$Ar = \Gamma / \cos \vartheta (R_{T1}/R_{T2})^2 \quad \dots (4-10)$$

در این مثال فرض شده $R_{HI}=0$ است ، البته در صورتیکه کمیت مزبور برابر صفر نباشد میتواند در معادله ها وارد شود ولی تغییر کیفی در ساختار نتایج حاصله ایجاد نمی شود . بسیاری از پمپ های سانتریفوژ به نحوی طرح می شوند که مقدار Ar^* قدری بزرگتر از واحد باشد زیرا جریان متعاقباً بایستی در دیفوزر و حلزونی کند شود ، و مقادیر کوچکتر Ar^* موجب اتلاف های بزرگتر ناشی از پخش جریان در اجزاء غیر چرخشی پمپ می گردد . ولی از نقطه نظر کمینه کردن اتلاف ها تنها در پروانه ، در روش قابل توجیه بهینه سازی ، الزام دارد که Ar^* برابر واحد باشد.

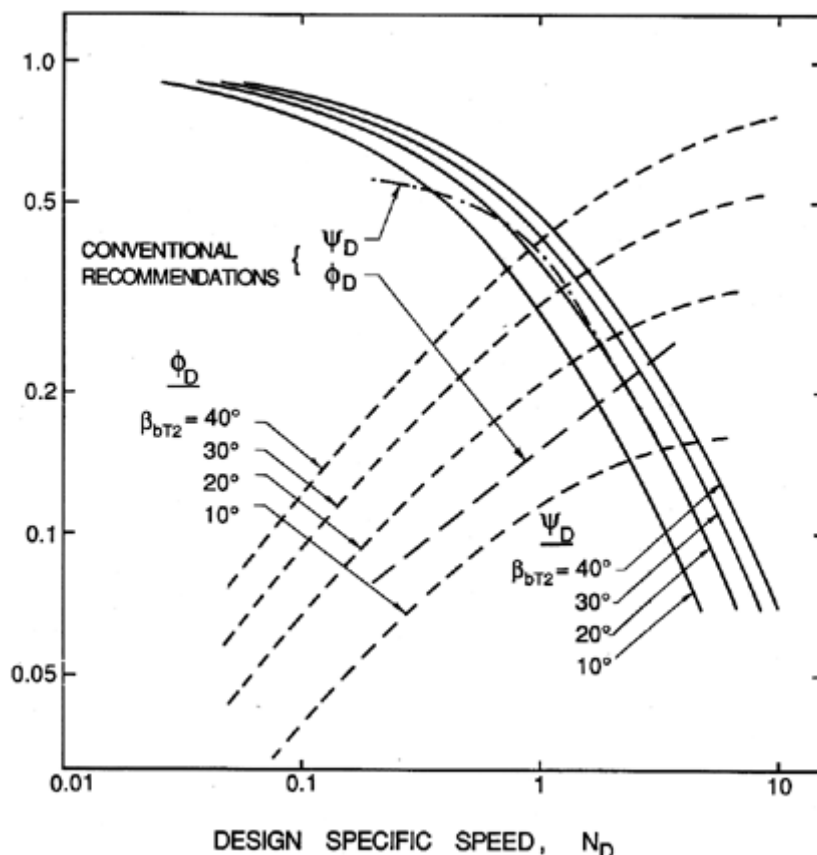
دومین عامل هندسی که میتواند در مقدار اتلاف های لزجی در یک جریان داخلی موثر باشد ، مقدار زاویه چرخشی است که بر جریان تحمیل می گردد. در تحلیل حاضر ، ما از زاویه ε استفاده میکنیم که " زاویه چرخش " جریان در هنگام حرکت در توربو ماشین را بیان میکند . این زاویه بعنوان تفاضل ، زاویه بردار سرعت نسبی خروجی با سطح مخروطی خروجی و زاویه بردار نسبی ورودی با سطح ورودی ، تعریف شده است :

$$\varepsilon = \beta_{bT2} - \tan^{-1} \{ \phi_2 Ar R_{T2}/R_{T1} \} \quad \dots (4-11)$$

توجه شود که در جریان کاملاً محوری ، زاویه چرخش ε برای حالتی که جریان با زاویه برخورد صفر از پره های مارپیچی با گام ثابت عبور کند ، برابر صفر است . همچنین اگر جریان کاملاً شعاعی باشد ، زاویه چرخش ε برای حالتی که جریان با زاویه برخورد صفر از یک سری پره مارپیچی لگاریتمی عبور کند ، صفر می باشد . بنابراین اگر با درون یابی ذهنی قیاس شود ، ε در حالت کلی بعنوان بیان کننده درجه ای از چرخش است ، که بلحاظ ترکیب زاویه برخورد غیر صفر در ورود و انحناء گذرگاه بین پره ها ، به جریان تحمیل می شود .



شکل ۴-۳ مقایسه نتایج معادله ۴-۱۴ با توصیه های متداول در شکل ۲-۷، برای نسبت بهینه شعاع ورودی به شعاع نوک پره در خروج بعنوان تابعی از سرعت مخصوص طراحی، N_D .



شکل ۴-۴ مقایسه نتایج معادله ۴-۱۴ با آنچه بعنوان توصیه های متداول در شکل ۲-۷ ارائه شده است برای ضریب ارتفاع، ψ_D و ضریب جریان، ϕ_D بصورت توابعی از سرعت مخصوص، N_D .

برای دستیابی به اهداف مثال حاضر، بعنوان اصل قبول می کنیم که اتلاف های اصلی هیدرولیکی موثر در جریان پمپ با کمینه شدن ε ، کمینه می شوند. فرض می کنیم این مقدار کمینه ε را میتوان تقریباً برابر صفر در نظر گرفت. این نقطه کار که بهره آن بیشینه است را بعنوان "نقطه طراحی" در نظر می گیریم و شرایط را در این نقطه با زیر نویس D مشخص می نماییم، بنابراین از معادله ۴-۱۱ نتیجه می شود:

$$\phi_{2D} = \frac{R_{T1}}{R_{T2}} \frac{\tan \beta_{bT2}}{Ar} \quad \dots (4-12)$$

و در این صورت:

$$\psi_D = \Sigma_1 + \Sigma_2 \phi_{2D} + \Sigma_3 / \phi_{2D} \quad \dots (4-13)$$

بنابراین سرعت مخصوص طراحی این پمپ، N_D وفق رابطه زیر می باشد:

$$N_D = \left[\frac{\pi \tan \beta_{bT2} (1 - \frac{R_{H1}^2}{R_{T1}^2})}{\{\Sigma_1 (\frac{R_{T2}}{R_{T1}})^2 + \frac{\Sigma_2 \tan \beta_{bT2}}{Ar} (\frac{R_{T2}}{R_{T1}}) + \frac{\Sigma_3 Ar}{\tan \beta_{bT2}} (\frac{R_{T2}}{R_{T1}})^3\}^{\frac{3}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}} \dots (4-14)$$

این سرعت مخصوص فقط تابع کمیت های هندسی R_{H1}/R_{T1} ، R_{H2}/R_{T2} ، ϑ و β_{bT2} می باشد .

حال تغییرات N_D را با این متغیر های هندسی وفق معادله (4-14) بررسی می کنیم ، البته بایستی در نظر داشت که در طراحی عملاً به روش معکوس عمل می شود یعنی هندسه ای انتخاب می شود که به بهترین وجه با سرعت مخصوص مشخص مورد نظر تطبیق یابد . با فرض $R_{H1}=0$ تعداد متغیر های هندسی به چهار متغیر کاهش می یابد . ضمناً توجه شود که در نقطه طراحی که توسط معادله 4-12 مشخص شده ، $Ar^*=Ar$ و مناسب تر است که از این نسبت سطح ، بجای متغیر R_{H2}/R_{T2} استفاده شود. بنابراین از این پس ، تغییرات N_D با متغیر های ϑ ، β_{bT2} ، R_{T1}/R_{T2} و Ar^* مورد بررسی قرار خواهد گرفت .

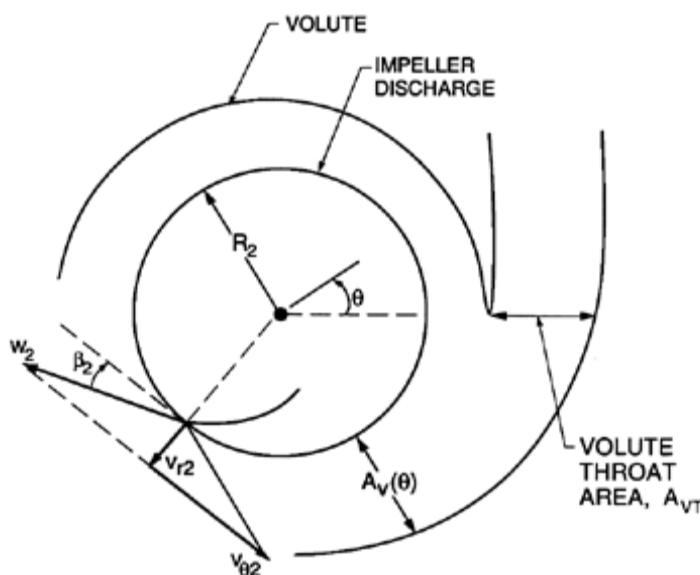
محاسبات انجام شده برای تعیین N_D از معادله 4-14 نشان می دهند ، برای حصول به سرعت های ویژه کمتر از واحد و بازاء مقادیر قابل قبول Ar^* ، که در حدود واحد است ، و همچنین بازاء زاویه های خروجی پره ، β_{bT2} کمتر از 70 درجه (که از شرایط پمپ های با طراحی خوب است) ، نتایج عملاً مستقل از زاویه ϑ می باشد ، مشخصه ای که باعث ساده شدن تغییرات پارامتری می گردد . برای سهولت از مقدار دلخواه $\vartheta = 50^\circ$ استفاده میکنیم . نتایج نمونه بازاء $Ar^*=1/0$ در شکل شماره 3-4 ارائه شده است ، که تغییرات مقادیر " بهینه " R_{T1}/R_{T2} را با مقادیر مختلف سرعت های ویژه طراحی ، N_D به ازای زوایای خروجی پره ، β_{bT2} متفاوت ، نشان می دهد . با توجه به طبیعت ابتکاری این فرضیات ، نتایج با توصیه های متداول (که از شکل 2-7 حاصل شده است) بصورت برجسته ای هم خوانی دارند . این نشان می دهد که عامل تحول تدریجی در طراحی پمپ ها ، کمینه کردن اتلاف های لزجی بوده است و این کمینه کردن ها شامل بهینه کردن بعضی از متغیر های هندسی ساده است . مقادیر ψ_D و φ_D که متناظر با نتایج شکل 3-4 می باشند ، در شکل 4-4 ترسیم شده اند . در اینجا دوباره ، همخوانی مقادیری که بصورت سنتی مورد انتظار می باشند با تحلیل حاضر خوب است ، بجز در سرعت های مخصوص کم که شاید این اختلاف بلحاظ مقادیر بزرگ Ar^* باشد که عملاً مورد استفاده می باشند . نهایتاً ، مشاهده می کنیم که مانند شکل 3-4 ، میتوان مجموعه ای از منحنی ها را برای سایر نسبت های سطح ، Ar^* نیز تهیه نمود . در هر حال ، برای مقادیر مناسب β_{bT2} مانند 20 درجه ، منحنی های مربوط به دامنه $2/0 < Ar^* < 8/0$ با منحنی های مربوط به $Ar^*=1/0$ تفاوت زیادی ندارد .

تحلیل فوق الذکر فقط بمنظور نشان دادن کاربرد روش شناسی تعادل شعاعی انجام شد و بحث های متعاقب آن بلحاظ نتایج جالب حاصله ارائه گردید . روشن است که بعضی از فرضیات در این مباحث ، تقریبی می باشد و استفاده از آنها در تحلیل های دقیق مربوط به اتلاف های لزجی مقتضی نمی باشد .

۴-۴ کنترل جریان خروجی

تا اینجا کانون توجه، جریان درون پروانه یا روتور پمپ بوده است. معذالک، جریانی که از پروانه پمپ خارج می‌شود، برای حفظ انرژی که به جریان افزوده شده، بایستی با دقت هدایت و کنترل گردد. در بسیاری از ماشین‌ها برای این منظور، نیاز به تبدیل ارتفاع سرعتی به فشار توسط یک دیفوزر است. در نتیجه ایجاد اتلاف‌های هیدرولیکی اجتناب ناپذیر می‌گردد و نیاز به دقت زیادی است تا این اتلاف‌ها حداقل گردد. طراحی دیفوزرهای محوری و شعاعی، با و بدون پره برای بازیابی سرعت چرخشی، مبحث عمده‌ای می‌باشد و جزئیات آن خارج از گستره کتاب حاضر است. خواننده می‌تواند به شرح مفصلی که توسط Japikse (۱۹۸۴) نوشته شده است، مراجعه نماید.

این دیفوزرها بیشتر در کمپرسورها معمول می‌باشند تا پمپ‌ها. پیکربندی نمونه در پمپ‌ها به این شرح می‌باشد: در پمپ‌های محوری اغلب از مجموعه‌ای از پره‌های استاتور پیش از (یا درون) دیفوزر محوری برای بازیابی سرعت‌های چرخشی، استفاده می‌شود. به دقت خاصی نیاز است تا زوایای چرخش جریانی که از پروانه خارج می‌شود با زوایای ورودی پره‌های استاتور، تطابق کند. توصیه می‌شود که در صورت امکان، پیش از نهائی شدن طراحی، زاویه جریان در خروج از پروانه مستقیماً اندازه‌گیری شود. در بعضی از طرح‌ها، بعد از دیفوزر محوری، یک جمع‌کننده مارپیچی یا "حلزونی" برای بازیابی انرژی موجود در سرعت‌های چرخشی و محوری، بکار می‌رود.



شکل ۴-۵ نمادهای جریان در حلزونی

در مورد پمپ‌های سانتریفوژ، ممکن است از دیفوزر پره‌دار با جریان شعاعی استفاده شود. که اغلب کاربردی ندارد و جریان مستقیماً به حلزونی تخلیه می‌گردد. طراحی مناسب این حلزونی یکی از اجزاء با اهمیت طراحی پمپ‌های سانتریفوژ است (Anderson-۱۹۵۵، Worster-۱۹۶۳، Stepanov-۱۹۴۸). هدف طراحی دیفوزری است که جریان در آن دقیقاً با جریان خروجی از پروانه تطابق کند به نحوی که اتلاف‌ها حداقل شده و فشار در اطراف بخش خروجی پروانه بصورت یکنواخت اثر نماید. مفهوم اصلی در شکل ۴-۵ نشان داده شده است. جریان از

پروانه با سرعت $v_{\theta 2}$ در جهت مماسی و با سرعت v_{r2} در جهت شعاعی خارج می شود ، سرعت شعاعی وفق رابطه زیر است :

$$v_{r2} = Q / 2\pi R_2 B_2 \quad \dots(4-15)$$

که B_2 در آن عرض خروجی پروانه است . برای سهولت فرض می شود که تخلیه از پروانه در جهت محیطی یکنواخت است ، در واقع جریان نایکنواخت در حلزونی باعث جریان نایکنواخت در پروانه می شود و این جریان در دستگاه مختصات چرخشی نا پایدار است . گرچه این پیچیدگی در اغلب موارد با اهمیت است ولی در تحلیل ساده حاضر نادیده گرفته می شود . همچنین اگر در هر وضعیت زاویه ای در حلزونی سرعت شعاعی را یکنواخت فرض کنیم (فرضی که در تحلیل دقیق تر نیاز به اصلاح دارد) ، بنابراین با کاربرد بقای جرم به جزء $d\theta$ حلزونی ، شرط تطابق جریان خروجی از پروانه با جریان در حلزونی بصورت زیر است :

$$v_{\theta 2} \frac{dA_V}{d\theta} = v_{r2} R_2 B_2 \quad \dots(4-16)$$

این موجب می شود، سطح مقطع حلزونی دارای نرخ افزایش محیطی یکنواختی برابر $dA_V/d\theta = v_{r2} R_2 B_2 / v_{\theta 2}$ در تمام مسیر گسترش ماریپچ شود . اگر سطح بین آب شکن و خروجی پروانه با A_{VC} و سطح خروجی حلزونی با A_{VT} نشان داده شوند ، بنابراین A_V دارای تغییرات خطی بشرح ذیل است :

$$A_V = A_{VC} + \frac{\theta}{2\pi} A_{VT} \quad \dots(4-17)$$

و از آن رابطه : $dA_V/d\theta = A_{VT}/2\pi$ حاصل می شود و بنابراین :

$$\phi^{-1} \tan \beta_2 - 1 = \frac{2\pi R_2 B_2 \tan \beta_2}{A_{VT}} \quad \dots(4-18)$$

در نتیجه ، برای پروانه مشخصی که با ضریب جریان معین ϕ_D کار کند ،نسبت سطح ویژه ای برابر $2\pi R_2 B_2 \tan \beta_2 / A_{VT}$ برای تعیین هندسه حلزونی وجود خواهد داشت . این پارامتر نزدیک به نسبیتی است که Anderson-1955 در روش شناسی طراحی خود بکاربرده است (همچنین نگاه کنید به Worster-1963) ، که نسبت سطح مقطع جریان خروجی از پروانه $(2\pi R_2 B_2 \sin \beta_2)$ به سطح گلوگاه حلزون (A_{VT}) می باشد. برای تحلیل مفصل تر جریان در حلزونی ،خواننده بهتر است به کتب Pfleiderer-1932 ، Stepanoff-1948 و Lazarkiewics و Troskolanski-1965 مراجعه نماید . بطور مثال ، Pfleiderer توزیع نایکنواخت شعاعی سرعت را درون حلزونی و نتایج آنرا برای روش شناسی طراحی مورد مطالعه قرار داده است .

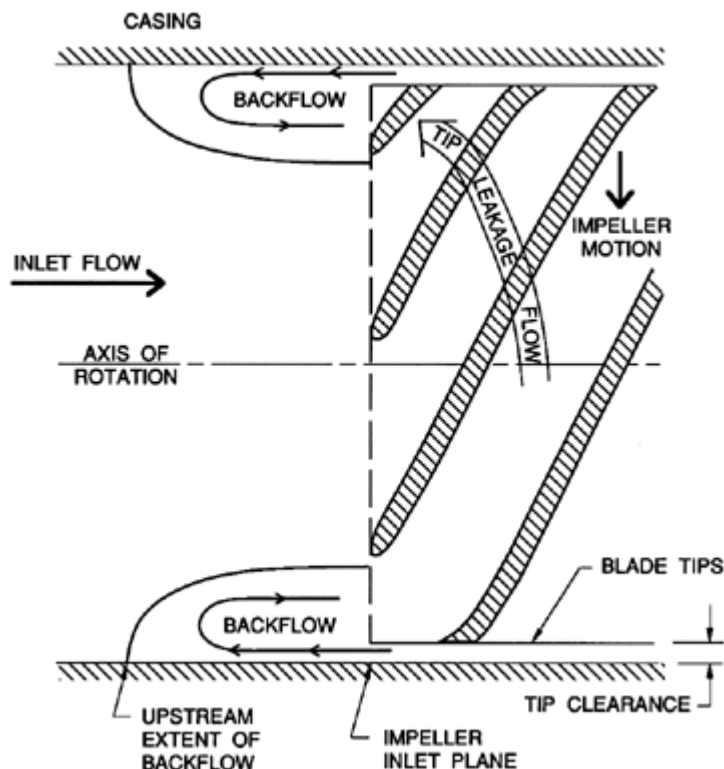
یکی دیگر از ملاحظات لازم در طراحی حلزونی، نیروی جانبی وارد بر پروانه است که میتواند بلحاظ نایکنواختی جریان وفشار محیطی ، ایجاد شود . این موارد وسایر مطالب ذیربط در فصل ۱۰ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

۵-۴ پیش چرخش

شاید هیچ یک از وجوه جریان در توربوماشین ها بیشتر از پدیده "پیش چرخش" بد فهمیده و بد معرفی نشده باشد. گرچه مبحث پیش چرخش به طبقه بزرگ تر جریان های ثانویه (که در بخش ۴-۶ بررسی خواهند شد) تعلق دارد، مقتضی است که این مبحث، نه فقط از نقطه نظر اهمیت آن در عملکرد هیدرولیکی، بلکه همچنین بلحاظ تعامل آن با کاویتاسیون، بصورت جداگانه مورد بررسی قرار گیرد.

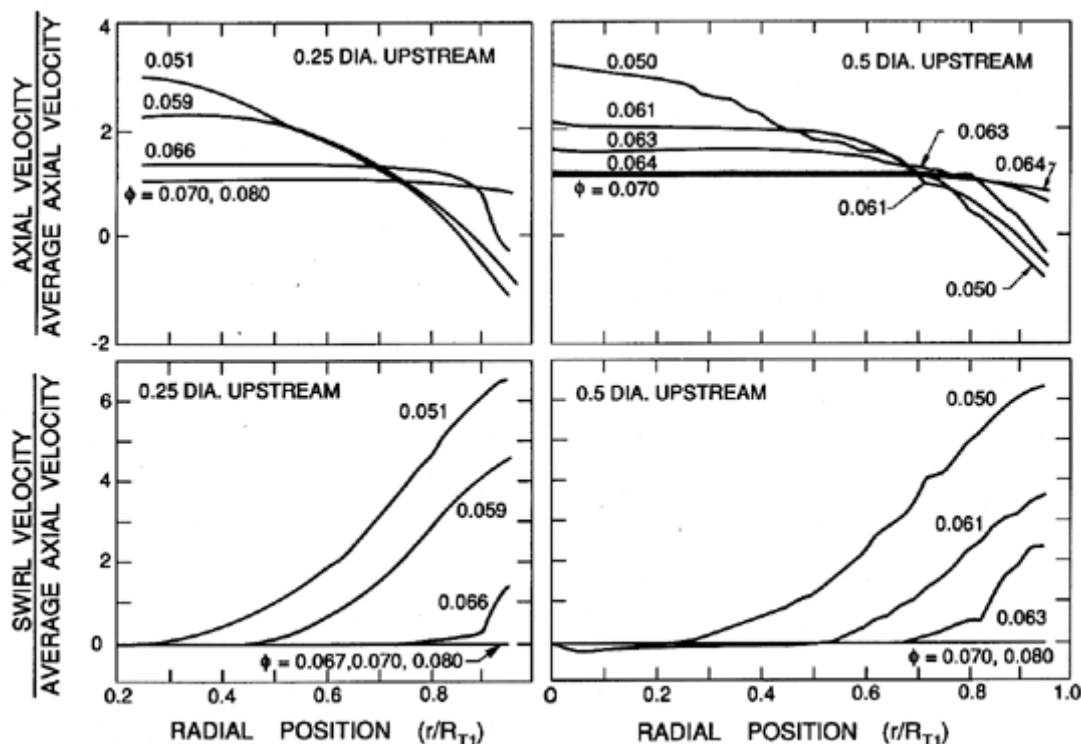
ابتدا بایستی بطور اساسی بین دو پدیده جداگانه که هر دو منجر به بروز جریان چرخشی در ورود به پمپ می شوند، تفاوت قائل شد. این دو پدیده دارای منشاء مکانیک سیالاتی بسیار متفاوتی می باشند. در اینجا این پدیده ها را با دو واژه جداگانه "چرخش القاء شده توسط جریان برگشتی" و "پیش چرخش ورودی" نام گذاری می کنیم. هر دو اینها مولفه های چرخش جریان ورودی به پمپ می باشند. از نقطه نظر مکانیک سیالات، جریان دارای تاوانی در جهت محوری می باشد (اگر محور چرخش موازی محور معبر ورودی باشد) و مقدار آن مساوی دو برابر نرخ چرخش زاویه ای حرکت چرخشی است. بعلاوه، بعضی از مشخصه های اساسی چنین جریان های چرخشی برای درک پدیده پیش چرخش حائز اهمیت می باشد. اینها از نظریه انتقال تاوانی (بعنوان مثال نگاه کنید به Batchelor-۱۹۶۷) ناشی می شوند. در زمینه جریان پایدار در معبر ورودی، این نظریه بما میگوید که تاوانی فقط با وضعیت محوری به این دو دلیل تغیر میکند:

(الف) تاوانی توسط اثر لزجت به داخل جریان پخش می شود، یا (ب) جریان با تغیر سطح مقطع، تند یا کند می شود. سازوکار دوم باعث افزایش سرعت چرخش ناشی از گسترش خط تاوانی می شود، و مشابه افزایش در سرعت چرخش است که توسط اسکیت بازان ماهر با جمع کردن بازوان خود بطرف بدنشان تجربه می شود. با کاهش گشتاور لختی، اصل بقای اندازه حرکت زاویه ای باعث افزایش در سرعت چرخش می شود. بنابراین، بعنوان مثال، وجود یک شپیوره در خط ورودی به توربو ماشین باعث افزایش مقدار چرخش موجود از قبل می گردد. در هر حال ابتدا برای سهولت، معبر ورودی را با سطح مقطع یکنواخت و متقارن در نظر میگیریم، به نحوی که فقط سازوکار اول موجود باشد. در جریان روان (فاقد لزجت) اگر در وضعیتی درپاد جریان دور، چرخش (یا تاوانی محوری) صفر باشد، سپس، بلحاظ نبود آثار لزجتی، چرخش در همه جا صفر خواهد بود. این نتیجه مهم که بیانی از نظریه کلوین است (Batchelor-۱۹۶۷) در بحث های مربوط به پیش چرخش آنچنان که شایسته است، بصورت گسترده ای به رسمیت شناخته نشده است. بعلاوه، این نتیجه حتی با وجود آثار لزجتی هم تغیر نمی کند، زیرا حرکت کاملاً محوری نمی تواند تاوانی محوری ایجاد کند. معهذا، دو وضعیت رایج وجود دارد که پیش چرخش بدون نفی کردن نظریه فوق الذکر، منشاء دو پدیده ای می گردد که قبلاً نامبرده شد.



شکل ۴-۶ نمای جانی جریان ورودی به پروانه که جریان نشتی نوک پره که منجر به جریان برگشتی می گردد را نشان میدهد .

اولین نوع از این وضعیت های رایج که ناشی از مهمترین جریان های ثانویه در پمپ ها است پدیده "جریان برگشتی" نامیده می شود . این پدیده در اثر نشت جریان بین نوک پره های پروانه (ابتدا پروانه را بدون پوشش در نظر میگیریم) و بدنه پمپ حادث می شود . این وضعیت در شکل ۴-۶ نشان داده شده است . پائین تر از ضریب جریان بحرانی معینی ، اختلاف فشاری که باعث جریان برگشتی شده بقدر کافی بزرگ می شود که نشتی فواره (جت) واری در نوک پره ایجاد نموده و به پادجریان در صفحه ورودی پروانه نفوذ کرده و ناحیه ای حلقوی از "جریان برگشتی" را در معبر ورودی پروانه ایجاد میکند . پس از نفوذ به فاصله معینی در پادجریان ، سیال این فواره به جریان اصلی ورودی نفوذ کرده و با آن مخلوط می شود . طول فاصله نفوذ به پادجریان با کاهش ضریب جریان افزایش می یابد و میتواند به چندین برابر قطراز صفحه ورودی تا پادجریان گسترش یابد . در بعضی از برنامه های توسعه پمپ (مانند پمپ اکسیژن مایع - Rocketdyne J-2) کوشش هایی در جهت نصب یک "منحرف کننده جریان برگشتی" بمنظور بهبود عملکرد پمپ ، انجام شده است (Jackobsen-۱۹۷۱) . هدف از نصب این دستگاه جلوگیری از نفوذ جریان برگشتی به پاد جریان دور و کاهش تغییر شکل میدان جریان ورودی و حتی الامکان بازیابی انرژی چرخشی از جریان برگشتی می باشد . در سالهای بعد نیز دستگاه مشابه ای بنحو موفقیت آمیزی در یک پمپ سانتریفوژ نصب شده است (Sloteman و دیگران -۱۹۸۴).



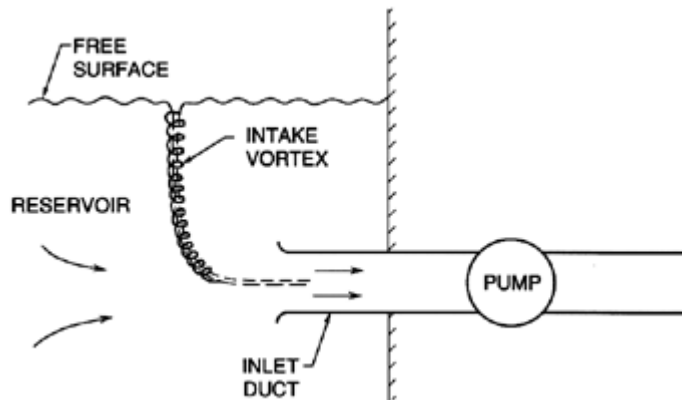
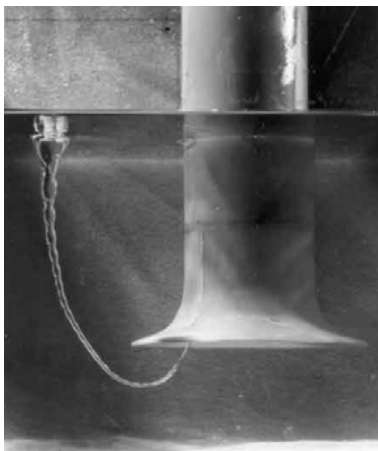
شکل ۷-۴ پروفیل سرعت های محوری و چرخشی در معبر ورودی، یک القاء کننده (پروانه VI) بازاء ضرایب جریان مختلف، سمت چپ در فاصله ۰/۲۵ قطر و سمت راست در فاصله ۰/۵ قطر در پادجریان صفحه ورودی.

بعضی از اندازه گیری های انجام شده در مورد سرعت های محوری و چرخشی در پادجریان یک القاء کننده محوری در شکل ۷-۴ نشان داده شده است. این داده ها توسط Del Valle و دیگران (۱۹۹۲) گزارش شده است، گرچه نیمرخ های بسیار مشابه ای توسط Badowski (۱۹۶۹ و ۱۹۷۰) نیز گزارش شده (همچنین نگاه کنید به Janigro و Ferrini-۱۹۷۳)، ولی مشخصه های عمومی جریان مشابه است، خواه پمپ دارای پوشش روتور یا فاقد پوشش روتور (بسته)، محوری یا سانتریفوژ باشد (بعنوان مثال نگاه کنید به Stepanoff-۱۹۴۸، Okamura، Myashiro-۱۹۷۸، Breugelmans و Sen-۱۹۸۲، Sloteman و دیگران-۱۹۸۴). اندازه گیری هایی که در شکل ۷-۴ نشان داده شده برای دو فاصله در پادجریان از صفحه ورودی، (نصف شعاع و یک شعاع در پادجریان)، و بازاء تعدادی از ضرایب جریان ϕ ، انجام گردیده که در شکل ذکر شده است. از نیمرخ های سرعت محوری مشخص است که با کاهش ضریب جریان، جریان برگشتی بازاء ضریب جریان ϕ ، تقریباً برابر ۰/۰۶۶ به نیم شعاع در پادجریان میرسد و در ضریب جریان در حدود ۰/۰۶۳ به یک شعاع در پادجریان رسیده است. با کاهش ϕ منطقه تحت تاثیر جریان برگشتی شروع به رشد می کند. بخصوص شایان ذکر است که در ضریب جریان ۰/۰۵، تقریباً ۳۰ درصد سطح ورودی تحت تاثیر جریان برگشتی قرار می گیرد! بعلاوه از مشاهده داده های سرعت چرخشی میتوان نتیجه گرفت که در غیاب جریان برگشتی، جریان ورودی دارای چرخش نیست.

روشن است که جریان برگشتی دارای سرعت چرخشی زیادی است که توسط پره های پروانه به آن داده شده است. ولی آنچه حائز اهمیت نیز میباشد این است که تاوانی بسرعت به هسته جریان

ورودی اصلی گسترش می یابد ، به نحوی که بطور مثال در $\phi = 0.05$ تقریباً تمام جریان ورودی دارای سرعت چرخشی غیر صفر خواهد بود . در اینجا ، خواص جریان های چرخشی که در فوق بحث شد، نقض نشده است زیرا منشأ تاوانی خود پمپ است و تاوانی از طریق جریان برگشتی به جریان ورودی منتقل شده است . سرعت پخش شدن چرخش تاوانی به هسته جریان ورودی معما بنظر می رسد ، زیرا خیلی سریع تر از آن است که توسط پخش لزجی باعث شده باشد (Braisted-1979) . بنظر می رسد که احتمالاً ناپایداری ذاتی در جریان برگشتی (با داشتن مولفه قوی ناشی از فرکانس عبور پره ها) اختلاط زیادی را ایجاد می کند که این پخش سریع از آثار آن است . بهر نحوی که این پدیده ایجاد شود ، روشن است این " چرخش القاء شده در اثر جریان برگشتی " یا " پیش چرخش " در زوایای برخورد و بالطبع در عملکرد پمپ تاثیر می گذارد .

قبل از خاتمه مبحث جریان برگشتی بایستی تاکید گردد که این پدیده ، در گذر های جریان کمتر از طراحی در پمپ های سانتریفوژ مانند محوری و پروانه های با پوشش یا بدون پوشش ، روی میدهد (بعنوان مثال نگاه کنید به Okamura و Myashiro-1978 و Makay-1980) . البته توضیح تفصیلی این پدیده از ماشینی به ماشین دیگر متفاوت است ، ولی گرایش پروانه پمپ ها به نشان دادن چنین جریان های ثانوی در زوایای برخورد بزرگ ، ویژگی عمومی است .



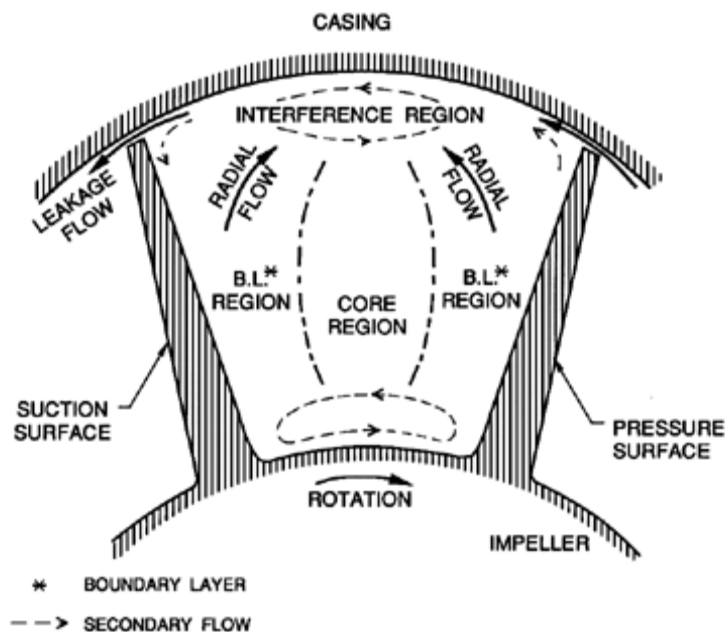
شکل ۴-۸ سمت راست : شمای گرداب ورودی نمونه که باعث ایجاد پیش چرخش است .
سمت چپ : عکس یک گرداب ورودی که با هوا پر شده است Wijdieks-1965

منشاء دیگر ولی کاملاً متفاوت پیش چرخش ، عملاً در صورتی آشکاری شود که جریان از طریق "آبگیر ورودی" یا مخزن با سطح آزاد (شکل ۴-۸) به داخل پمپ کشیده شود . تحت چنین شرایطی ، جریان با مقیاس بزرگ در مخزن ، تقریباً بنحو اجتناب ناپذیری ، ممکن است دارای غیر یکنواختی هائی باشد که نسبت به دستگاه مقایسه مرجع ورودی پمپ تاوانی محوری یا گردش ایجاد شود . گرچه سرعت جریان که با این گونه غیر یکنواختی ها همراه است ممکن است خیلی کوچک باشد ، با گسترش یافتن خطوط تاوانی در ورود جریان به لوله ورودی ، تاوانی به مقدار زیادی تقویت می شود و جریان " پیش چرخش ورودی " قابل ملاحظه ای را دارا می گردد . این اثر شباهت زیادی به گرداب در کف شور وان حمام دارد . با ورود جریان به لوله

ورودی با سطح مقطع ثابت ، مقدار چرخش در طول های کوتاه لوله ورودی ، که معمولاً استفاده می شوند ، ثابت باقی میماند .

وجود " پیش چرخش ورودی " در اغلب موارد آثار غیر قابل پیش بینی در عملکرد مکشی پمپ دارد . در خیلی اوقات همانند گرداب در کفشور وان حمام ، هسته گرداب از لوله ورودی تا سطح آزاد مخزن ، طبق شکل ۸-۴ ادامه می یابد . بلحاظ کم بودن فشار در مرکز گرداب ، هوا بداخل هسته کشیده می شود و ممکن است طبق عکس نشان داده شده در شکل ۸-۴ که از مقاله Wijdieks-۱۹۶۵ نقل شده ، تا عمق لوله ورودی نفوذ کند . در صورت وقوع چنین پدیده ای ، ورودی پمپ بطور ناگهانی بجای جریان تک فاز مایع ورودی یک جریان دو فازه هوا / آب را تجربه میکند . این نه تنها باعث کاهش قابل ملاحظه ای در عملکرد پمپ می گردد ، بلکه همچنین لرزش و ناپایداری که همواره همراه با جریان دو فازه است را تحمیل می کند . حتی بدون ورود هوا ، عملکرد پمپ با وجود این توانایی مکشی تضعیف می گردد . در واقع در صورتیکه در تاسیسات خاصی ، عملکرد با آنچه مورد انتظار است متفاوت باشد ، این پدیده را میتوان بعنوان یکی از اولین علت ها بشمار آورد . این گرداب های ورودی بسیار شبیه به آنهایی هستند که در موتور های هواپیما وقوع می یابند (DeSiervi و دیگران -۱۹۸۲) .

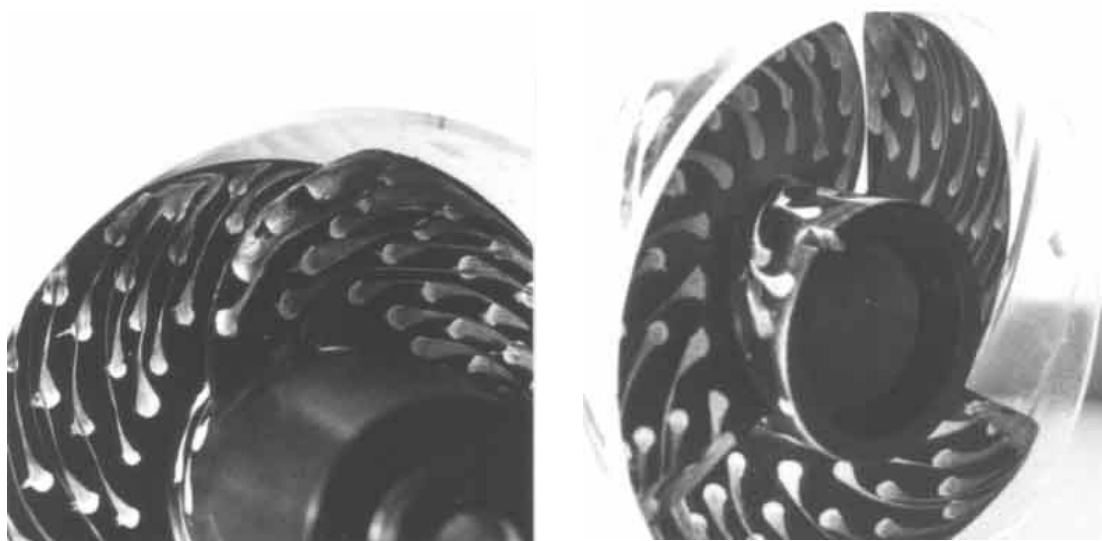
۴-۶ سایر جریانهای ثانویه



شکل ۹-۴ سطح مقطع معبر بین پره ها در یک پروانه محوری که جریان نشتی نوک پره ها ، جریان لایه مرزی شعاعی و سایر جریانهای ثانویه را نشان میدهد .

اکثر پمپ ها با اعداد رینولدز بالا کار میکنند ، و در این رژیم جریان ، اکثر اتلاف های هیدرولیکی ، در نتیجه جریان های ثانویه و اختلاط در هم رخ میدهند . گرچه تحلیل تفصیلی جریان

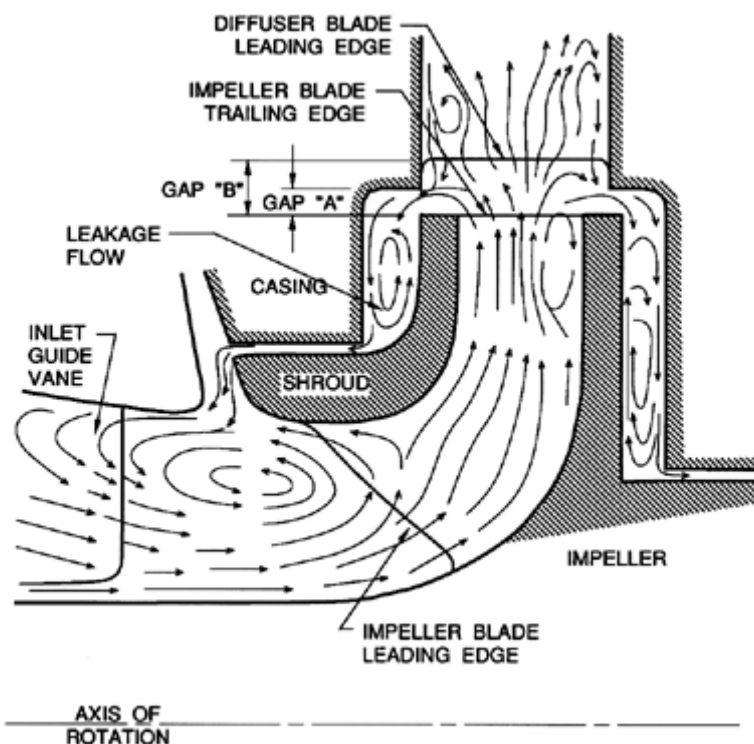
های ثانویه خارج از محدوده این کتاب است (خواننده برای بازبینی اصول به : Horlock و Lakshminarayana-۱۹۷۳ مراجعه نماید) ، بررسی اجمالی بعضی از جریان های ثانویه متداول تر که در پمپ ها وقوع می یابند ، حائز اهمیت است . برای این منظور ، جریان های ثانویه ای را که در سه جزء انتخابی از پمپ ها یعنی ، پروانه یا القاء کننده جریان محوری بدون پوشش ، پروانه پوشش دار سانتریفوژ ، و حلزونی بدون پره یک پمپ سانتریفوژ پیش می آید را توضیح میدهیم .



شکل ۱۰-۴ عکس های یک القاء کننده ۱۰/۲ سانتی متری مارپیچی ۱۲ درجه با پوشش لوسیت که جریان روی سطح پره ها را که توسط تکنیک نقطه های رنگ افشان آشکار شده ، نشان می دهد . در سمت چپ سطوح مکشی در جهت ورودی دیده شده است . در سمت راست سطوح فشاری و نافی در جهت خروجی دیده می شوند . جریان برای سرعت دورانی $rpm = 2000$ و $\phi_1 = 0.41$ می باشد .

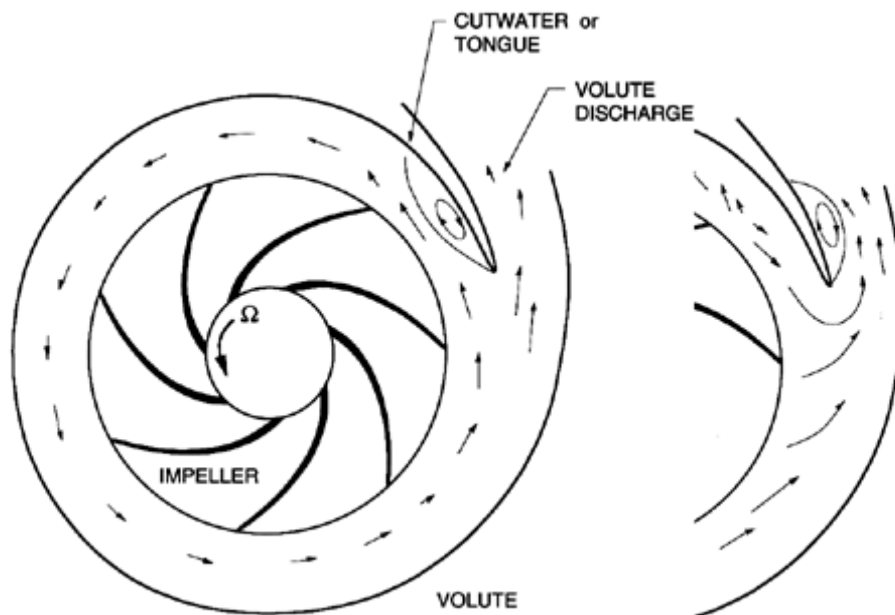
جریان های ثانویه در القاءکننده های با جریان محوری توسط Lakshminarayana (۱۹۷۲ و ۱۹۸۱) به تفصیل مطالعه شده است ، و شکل ۹-۴ که از این مقاله ها نقل شده است ، کلیات این نوع جریان های ثانویه را که در گذرگاه بین پره ها ی چنین پروانه ای وقوع می یابند را نشان می دهد . اگر سطح مقطع را به مناطق ، هسته مرکزی ، لایه مرزی روی سطوح فشاری و مکشی پره ها و ناحیه تداخلی مجاور پوسته ثابت ، تقسیم کنیم ، Lakshminarayana انحراف های زیر را نسبت به جریان ساده اصلی که بین پره ها برقرار است مشخص می کند : اولین و شاید مهمترین آنها ، جریان ناشی قوی (که ناشی نوک پره یا جریان لقی نوک پره نامیده می شود) است که در اطراف نوک پره و توسط اختلاف فشار بین سطح فشاری و سطح مکشی ایجاد می شود . روشن است که این جریان حتی در گذرهای جریان کمتر از طراحی یعنی در حالتی که پره ها بصورت سنگین تری بارگذاری شده اند بیشتر خود نمائی میکند . این جریان ناشی به جریان

های ثانویه روی هر دو سطح پره ها (سطوح مکشی و فشاری) و فوق پیکان های خط چین در شکل ۴-۹، وارد می شود.



شکل ۴-۱۱ جریان های ثانویه که در یک پمپ سانتریفیوژ در شرایط کار خارج از طراحی ایجاد می شوند .

دومین نوع از این جریان های ثانویه ،جریان در لایه های مرزی روی هر دو سطوح مکشی و فشاری ، مولفه شعاعی بطرف خارج ایجاد می کند ،گرچه این جریان شعاعی، بلحاظ اضافه شدن جریان نشتی ، روی سطح مکشی قویتر است . عکس های شکل ۴-۱۰ که توسط Bhattacharyya و دیگران -۱۹۹۳ تهیه شده است ، مولفه شعاعی قوی و بطرف خارج را روی سطح پره یک القاء کننده نشان می دهد . این بویژه نزدیک لبه هادی (عکس سمت چپ) نمایان است . ضمناً ، Bhattacharyya و سایرین نه تنها جریان برگشتی ناشی از جریان لقی نوک پره را مشاهده نمودند بلکه همچنین جریان برگشتی روی نافی را که ناشی از برگشت جریان از جریان سوی القاء کننده به معبر بین دو پره است را به تصویر کشیده اند . شواهد وجود این جریان ثانویه را میتوان روی سطح نافی در عکس سمت راست شکل ۴-۱۰ مشاهده نمود . در خاتمه بایستی به این نکته اشاره نمود که Lakshminarayana نیز تاوانی ثانویه را هم در نافی و هم روی پوسته وفق شکل ۴-۹ ، مشاهده نمود . گرداب نزدیک نافی بزرگتر و همسان تر بود حال آنکه در نزدیک پوسته یک منطقه تداخلی مغشوش موجود بود .



شکل ۱۲-۴ شمای یک پمپ سانتریفوژ با یک حلزونی بدون پره که جریان های درم و جدا شده را در حلزونی ، در گذر جریان کمتر از طراحی (سمت چپ) و بیشتر از طراحی (سمت راست) نشان می دهد .

مثال های بیشتری از جریان ثانویه توسط Makay-۱۹۸۰ در جریان های از درون پروانه های پوشش دار سانتریفوژ وفق شکل ۱۱-۴ ارائه شده است ، که نوع جریان های ثانویه ای که در شرایط خارج از طراحی میتواند وقوع یابد را نشان می دهد . بایستی بویژه به جریان برگشتی در نافی پروانه این نوع پروانه بسته توجه شود . این جریان برگشتی ممکن است بنحو موثری با جریان نشستی از رانش به مکش در پروانه پمپ که از مشخصه های هیدرولیکی مهم پمپ های سانتریفوژ است ، تداخل نماید . بعنوان دلیلی بر اهمیت این جریان های برگشتی ، Makay موردی را شرح میدهد که در آن پره های هادی ورودی یک پمپ خنک کننده اولیه در نیروگاهی، بلحاظ بارهای ناپایدار تکراری ناشی از این جریان برگشتی ، دچار صدمه شده اند . همچنین بایستی به جریان های ثانویه که در مجاورت خروجی پروانه توسط Makay توضیح داده شده اند ، توجه نمود .

ضمناً بایستی به جریان های درهم و جدا شده ای که اغلب میتواند در حلزونی پمپ سانتریفوژ در خارج از شرایط طراحی وقوع یابد ، اشاره نمود (Binder و Knapp-۱۹۳۶ ، Worster-۱۹۶۳ ، Lazakiewics و Toroskolanski-۱۹۶۵ ، Johnston و Dean-۱۹۶۶) . همانطوریکه در بخش قبلی ذکر شد و در شکل ۱۲-۴ نشان داده شده است ، یکی از متداول ترین هندسه ها ، حلزونی مارپیچ است که برای جمع کردن جریان خروجی از پروانه به نحوی طراحی شده که حاصل ، فشار و سرعت محیطی یکنواخت باشد . معذالک این طراحی برای یک ضریب جریان خاصی مناسب است . در گذر های جریان بیشتر یا کمتر از طراحی ، جریان های آشفته و جدا شده ای بویژه در اطراف آب شکن یا زبانه شکل می گیرد . بعضی از این پدیده های نمونه در شکل ۱۲-۴ رسم شده و جدا شدگی جریان را به ترتیب روی سطوح داخلی و خارجی زبانه در ضریب های جریان کمتر و بیشتر از طراحی نشان میدهد . همچنین برگشت جریان را درون زبانه

نشان می دهد که ممکن است در ضریب جریان بیشتر از طراحی رُخ دهد (Lazakiewics و Toroskolanski-۱۹۶۵). بعلاوه همانطوری که Chu و دیگران (۱۹۹۳) اخیراً نشان داده اند ، گرداب های ناپایداری که از آب شکن افشانده می شوند، میتواند منشاء لرزش و صدا در پمپ باشد .

فهرست منابع :

- ⊕ Anderson, H.H. (1955). Modern developments in the use of large single-entry centrifugal pumps. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **169**, 141--161.
- ⊕ Badowski, H.R. (1969). An explanation for instability in cavitating inducers. *Proc. 1969 ASME Cavitation Forum*, 38--40.
- ⊕ Badowski, H.R. (1970). Inducers for centrifugal pumps. *Worthington Canada, Ltd., Internal Report*.
- ⊕ Batchelor, G.K. (1967). An introduction to fluid dynamics. *Cambridge Univ. Press*.
- ⊕ Bhattacharyya, A., Acosta, A.J., Brennen, C.E., and Caughey, T.K. (1993). Observations on off-design flows in non-cavitating inducers. *Proc. ASME Symp. on Pumping Machinery - 1993*, **FED-154**, 135--141.
- ⊕ Binder, R.C. and Knapp, R.T. (1936). Experimental determinations of the flow characteristics in the volutes of centrifugal pumps. *Trans. ASME*, **58**, 649--661.
- ⊕ Braisted, D.M. (1979). Cavitation induced instabilities associated with turbomachines. *Ph.D. Thesis, Calif. Inst. of Tech.*
- ⊕ Breugelmans, F.A.E. and Sen, M. (1982). Prerotation and fluid recirculation in the suction pipe of centrifugal pumps. *Proc. 11th Int. Pump Symp., Texas A&M Univ.*, 165--180.
- ⊕ Chu, S., Dong, R., and Katz, J. (1993). The noise characteristics within the volute of a centrifugal pump for different tongue geometries. *Proc. ASME Symp. on Flow Noise, Modelling, Measurement and Control*.
- ⊕ del Valle, J., Braisted, D.M., and Brennen, C.E. (1992). The effects of inlet flow modification on cavitating inducer performance. *ASME J. Turbomachinery*, **114**, 360-365.
- ⊕ De Siervi, F., Viguier, H.C., Greitzer, E.M., and Tan, C.S. (1982). Mechanisms of inlet-vortex formation. *J. Fluid Mech.*, **124**, 173--207.
- ⊕ Horlock, J.H. (1973). *Axial flow compressors*. Robert E. Krieger Publ. Co., New York.
- ⊕ Horlock, J.H. and Lakshminarayana, B. (1973). Secondary flows: theory, experiment and application in turbomachinery aerodynamics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **5**, 247--279.
- ⊕ Jakobsen, J.K. (1971). Liquid rocket engine turbopump inducers. *NASA SP 8052*.
- ⊕ Janigro, A. and Ferrini, F. (1973). Inducer pumps. In *Recent progress in pump research*, von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Lecture Series 61.
- ⊕ Japikse, D. (1984). *Turbomachinery diffuser design technology*. Concepts ETI, Inc., Norwich, VT.
- ⊕ Johnston, J.P. and Dean, R.C. (1966). Losses in vaneless diffusers of centrifugal compressors and pumps. *ASME J. Eng. for Power*, **88**, 49--62.
- ⊕ Katsanis, T. (1964). Use of arbitrary quasi-orthogonals for calculating flow distribution in the meridional plane of a turbomachine. *NASA TN D-2546*.

- ⌚ Katsanis, T. and McNally, W.D. (1977). Revised Fortran program for calculating velocities and streamlines on the hub-shroud midchannel stream surface of an axial-, radial-, or mixed-flow turbomachine or annular duct. *NASA TN D-8430 and D-8431*.
- ⌚ Lakshminarayana, B. (1972). Visualization study of flow in axial flow inducer. *ASME J. Basic Eng.*, **94**, 777--787.
- ⌚ Lakshminarayana, B. (1981). Analytical and experimental study of flow phenomena in noncavitating rocket pump inducers. *NASA Contractor Rep.* 3471.
- ⌚ Lazarkiewicz, S. and Troskolanski, A.T. (1965). *Pompy wirowe. (Impeller pumps.)* Translated from Polish by D.K.Rutter. Publ. by Pergamon Press.
- ⌚ Makay, E. (1980). Centrifugal pump hydraulic instability. *Electric Power Res. Inst. Rep. EPRI CS-1445*.
- ⌚ Okamura, T. and Miyashiro, H. (1978). Cavitation in centrifugal pumps operating at low capacities. *ASME Symp. on Polyphase Flow in Turbomachinery*, 243--252.
- ⌚ Pfleiderer, C. (1932). *Die Kreiselpumpen*. Julius Springer, Berlin.
- ⌚ Sloteman, D.P., Cooper, P., and Dussourd, J.L. (1984). Control of backflow at the inlets of centrifugal pumps and inducers. *Proc. Int. Pump Symp., Texas A&M Univ.*, 9--22.
- ⌚ Stepanoff, A.J. (1948). *Centrifugal and axial flow pumps*. John Wiley & Sons, Inc.
- ⌚ Stockman, N.O. and Kramer, J.L. (1963). Method for design of pump impellers using a high-speed digital computer. *NASA TN D-1562*.
- ⌚ Wijdieks, J. (1965). Greep op het ongrijpbare---II. Hydraulische aspecten bij het ontwerpen van pompinstallaties. *Delft Hydraulics Laboratory Publ.* 43.
- ⌚ Worster, R.C. (1963). The flow in volutes and its effect on centrifugal pump performance. *Proc. Inst. of Mech. Eng.*, **177**, No. 31, 843--875.

فصل پنجم

پارامتر ها و شروع کاویتاسیون

۵-۱ مقدمه

در این فصل پارامتر هائی که برای توضیح پدیده کاویتاسیون مورد استفاده می باشند و شرایطی که بر شروع این پدیده حاکم است ، بررسی خواهیم نمود. در فصل های بعدی ، آثار زیانبخش کاویتاسیون مانند صدمه ، صدا ، تاثیر کاویتاسیون بر عملکرد هیدرولیکی پمپ و ناپایداری های القاء شده در اثر کاویتاسیون مورد مطالعه قرار خواهند گرفت.

۵-۲ پارامتر های کاویتاسیون

کاویتاسیون ، روند تشکیل حباب های بخار در مناطق کم فشار درون جریان می باشد . میتوان تصور کرد که زمانی که فشار در مایع به فشار بخار ، p_v ، در دمای کار مایع برسد ، حباب های بخار شکل می گیرند . گرچه بسیاری از عوامل پیچیده ای که بعداً ذکر خواهد شد باعث انحراف از این فرضیه می شوند ، معذک قبول این (تعریف) بعنوان معیار ی بمنظور شروع بحث ، سودمند است . این تعریف در عمل نیز میتواند بعنوان راهنمای اولیه و تقریبی تلقی گردد . معمولاً ، فشار استاتیک p در هر جریانی توسط ضریب فشار C_p بشرح زیر ، بدون بُعد می شود :

$$C_p = (p - p_1) / \frac{1}{2} \rho U^2 \quad \dots (5-1)$$

که در آن p_1 فشار استاتیک مرجع است که در اینجا ، فشار ورودی پمپ در نظر گرفته می شود ، U سرعت مرجع است که در اینجا سرعت نوک پره در ورود ، ΩR_{TI} جایگزین می گردد . توجه به این نکته حائز اهمیت است که ، برای جریان یک مایع تراکم ناپذیر درون مرزهای جامد ، C_p ، تنها تابع هندسه مرزها و عدد رینولدز Re می باشد . عدد رینولدز در اینجا بصورت $2 \Omega R_{TI}^2 / \nu$ ، تعریف می شود ، ν لزجت سینماتیک مایع است . دانستن این موضوع نیز اهمیت دارد که در غیاب کاویتاسیون ، سرعت ها و ضریب فشار ، مستقل از سطح فشار می باشد . بنابراین مثلاً با تغییر فشار ورودی ، p_1 ، بسادگی تغییر مشابهی در سایر فشار ها ایجاد می شود ، بنابراین C_p تغییری نمی کند . حاصل اینکه ، در هر جریان با سرعت ها ، هندسه و عدد رینولدز معین نقطه ای وجود دارد که فشار آن ، p ، کمینه بوده و اختلاف بین این فشار کمینه p_{min} و فشار ورودی p_1 از رابطه زیر معین می شود:

$$C_{p_{min}} = (p_{min} - p_1) / \frac{1}{2} \rho U^2 \quad \dots (5-2)$$

که C_{pmin} یک عدد منفی است که فقط تابع هندسه پمپ و عدد رینولدز می باشد. اگر مقدار C_{pmin} را بتوان از طریق تجربی و یا تئوری تعیین نمود، ضمن کاهش فشار ورودی، p_1 میتوان فشاری را که با آن، پدیده کاویتاسیون اولین بار آشکار می شود، مشخص نمود (فرض کنیم که در این حالت: $p_{min}=p_v$)، بنابراین:

$$(p_1)_{CAVITATION\ APPEARANCE} = p_v + \frac{1}{2} \rho U^2 (-C_{pmin}) \quad \dots(5-3)$$

فشار p_1 در صورتیکه پمپ، مایع و دمای مایع مشخص باشد، فقط تابع سرعت (U) است.

در طی سال ها چندین پارامتر بدون بُعد خاص برای ارزیابی استعداد ایجاد کاویتاسیون، بکار رفته است. شاید اساسی ترین این ها عدد کاویتاسیون σ باشد که بصورت زیر تعریف شده است:

$$\sigma = (p_1 - p_v) / \frac{1}{2} \rho U^2 \quad \dots(5-4)$$

روشن است که هر جریانی دارای σ معینی است خواه کاویتاسیون وقوع یابد یا خیر. در هر حال مقدار خاصی از σ وجود دارد که متناظر با فشار ورودی p_1 خاصی است که در آن با کاهش فشار، پدیده کاویتاسیون برای اولین بار آشکار می گردد. این، عدد شروع کاویتاسیون نامیده می شود و با نماد σ_i نشان داده می شود:

$$\sigma_i = \left[(p_1)_{CAVITATION\ APPEARANCE} - p_v \right] / \frac{1}{2} \rho U^2 \quad \dots(5-5)$$

(اگر شروع کاویتاسیون زمانی روی دهد که $p_{min}=p_v$ باشد)، با ترکیب معادلات 5-3 و 5-5 روشن است که این معیار متناظر است با عدد شروع کاویتاسیون بصورت: $\sigma_i = -C_{pmin}$. و بنابراین انحراف از این معیار باعث اختلاف در مقادیر σ_i و $-C_{pmin}$ می شود. گونه های متعددی از تعاریف عدد کاویتاسیون در نوشته ها وجود دارد. در اغلب موارد از ΩR_{TI} بعنوان سرعت مرجع، U استفاده می شود، در این کتاب نیز از این مرجع استفاده خواهد شد، مگر خلاف آن صریحاً قید شود. در مواردی از سرعت نسبی ورودی در نوک پره، w_{TI} بعنوان سرعت مرجع استفاده شده است. البته معمولاً مقادیر w_{TI} و ΩR_{TI} تفاوت زیادی با یکدیگر ندارند و اختلاف بین دو عدد کاویتاسیون، کوچک خواهد بود.

در زمینه پمپ ها و توربین ها در خیلی اوقات، از تعداد دیگری از پارامتر های جانشین، علاوه بر بعضی از اصطلاحات خاص، استفاده می شود. $NPSP$ (فشارمکشی خالص مثبت) اختصاری است که برای کمیت $(p_1^T - p_v)$ بکار میرود که در آن p_1^T فشار کل ورودی است که با رابطه زیر بیان می گردد:

$$p_1^T = p_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \quad \dots(5-6)$$

از ترکیب معادله های ۵-۴، ۵-۶ و ۲-۱۷ رابطه زیر، حاصل می شود، که بعداً کار برد خواهد داشت:

$$(p_1^T - p_V) = \frac{1}{2} \rho \Omega^2 R_{T1}^2 (\sigma + \phi_1^2) \quad \dots(5-7)$$

همچنین، $NPSE$ یا انرژی مکشی خالص مثبت، که بصورت $(p_1^T - p_V) / \rho$ تعریف شده است و $NPSH$ یا ارتفاع مکشی خالص مثبت که برابر $(p_1^T - p_V) / \rho g$ است. بعلاوه کمیت بدون بُعدی که به روش مشابه سرعت مخصوص تعریف می شود نیز کاربرد دارد:

$$S = \Omega Q^{\frac{1}{2}} / (NPSE)^{\frac{3}{4}} \quad \dots(5-8)$$

که "سرعت مخصوص مکشی" نامیده می شود. سرعت مخصوص مکشی نیز مانند سرعت مخصوص، N عددی بدون بُعد می باشد و بایستی با استفاده از واحد های سازگار مانند: Ω برحسب rad/s، Q برحسب ft^3/s و $NPSE$ برحسب ft^2/s^2 ، استفاده شود. متأسفانه در آمریکا استفاده از Ω برحسب rpm، Q برحسب gpm و $NPSH$ برحسب ft و بجای $NPSE$ ، متداول شده است. مانند سرعت مخصوص، با ضرب سرعت مخصوص مکشی منطقی (که در این کتاب بکار رفته است) در عدد ۲۷۳۴/۶، میتوان آنرا در دستگاه متداول آمریکائی تعیین نمود. سرعت مخصوص مکشی از نظر مفهوم، مشابه با عدد کاویتاسیون می باشد بدین لحاظ که نسخه بدون بُعدی از فشار ورودی یا مکش است. بعلاوه سرعت مخصوص مکشی دارای مقدار بحرانی معینی است که در آن کاویتاسیون برای اولین بار آشکار می شود. این مقدار خاص، سرعت مخصوص مکشی شروع، نامیده و با علامت S_i نشان داده می شود. خواننده بایستی در نظر داشته باشد که خیلی اوقات، وقتی مقدار "سرعت مخصوص مکشی" برای پمپی ذکر می شود، مقدار داده شده متناظر با مقدار بحرانی S است که ممکن است متناظر با S_i باشد. در اغلب موارد این مقدار، متناظر با S_a است که مقداری است که در آن ارتفاع به درصد معینی کاهش یابد (نگاه کنید به بخش ۵-۵).

سرعت مخصوص مکشی، S را میتوان از عدد کاویتاسیون، σ تعیین نمود و بالعکس، این با استفاده از روابط ۲-۱۷، ۵-۴، ۵-۶ و ۵-۸ امکان پذیر است و نتیجه بشرح زیر است:

$$S = \{\pi \phi_1 (1 - R_{H1}^2 / R_{T1}^2)\}^{\frac{1}{2}} / \{\frac{1}{2} (\sigma + \phi_1^2)\}^{\frac{3}{4}} \quad \dots(5-9)$$

بایستی به پارامتر سوم بدون بُعدی توجه شود که ضریب کاویتاسیون توما (Thoma) نامیده می شود، و بشکل زیر تعریف می شود:

$$\sigma_{TH} = (p_1^T - p_V) / (p_2^T - p_1^T) \quad \dots(5-10)$$

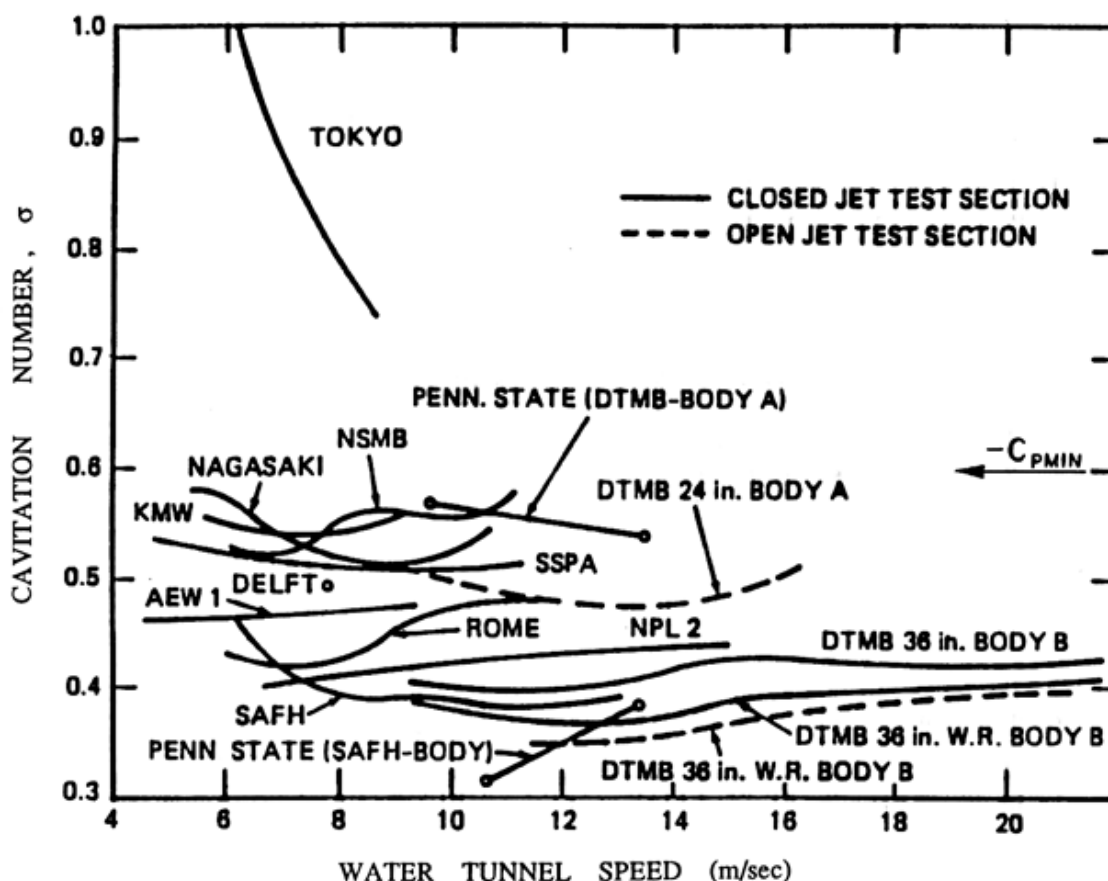
که $(p_2^T - p_1^T)$ در رابطه فوق افزایش فشار کل در عبور جریان از پمپ است. این ضریب با σ و S بصورت رابطه زیر مرتبط است:

$$\sigma_{TH} = \frac{\sigma + \phi_1^2}{\psi} = \left(\frac{N}{S}\right)^{\frac{4}{3}} \quad \dots(5-11)$$

نظر به اینکه کاویتاسیون معمولاً در ورود به پمپ وقوع می یابد، σ_{TH} پارامتر با کاربرد زیادی نمی باشد، زیرا $(p_2^T - p_1^T)$ ارتباط خاصی با این پدیده ندارد.

۵-۳ شروع کاویتاسیون

در بخش قبل بمنظور تشریح پدیده کاویتاسیون، معیاری اختیار شد که وفق آن کاویتاسیون زمانی وقوع می یابد که فشار کمینه در جریان درست مساوی فشار بخار شود، $\sigma_i = -C_{pmin}$. اگر این وضعیت صحت داشت، پیش بینی کاویتاسیون موضوع سر راستی میگردید. متأسفانه در عمل انحراف زیادی نسبت به این معیار پیش می آید. در این بخش سعی خواهد شد بصورت خلاصه دلایل این تفاوت ها ذکر گردد. البته حجم گسترده ای از مقاله ها و نوشته ها در این موضوع موجود است و نمیتوان باز نگری جامعی در اینجا انجام داد. خواننده برای تفصیل بیشتر، میتواند به نوشته های Knapp، Daily و Hammit (۱۹۷۰)، Acosta و Parkin (۱۹۷۵)، Arakeri (۱۹۷۹) و Brennen (۱۹۹۴) رجوع نماید.



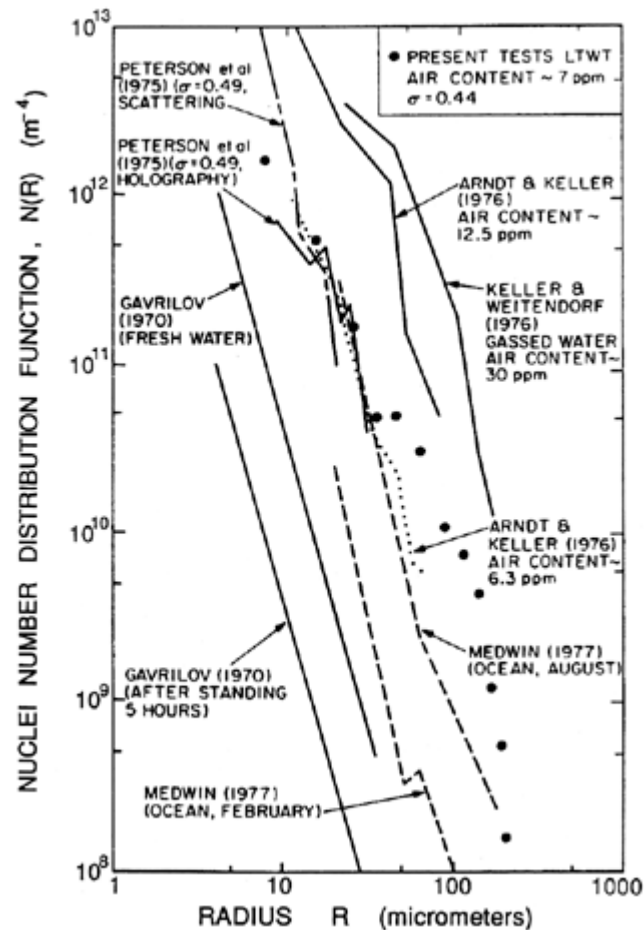
شکل ۵-۱ اعداد شروع کاویتاسیون که برای شکل بندی متقارن محوری یکسانی، در انواع تونل های آبی در سراسر جهان اندازه گیری شده است. داده های جمع آوری شده بخشی از یک مطالعه تطبیقی در مورد شروع پدیده کاویتاسیون است که توسط کنفرانس بین المللی تانکرهای بیک کش انجام شده است.

ابتدا، تشخیص این موضوع حائز اهمیت است که کاهش فشار، p در یک مایع به مقداری کمتر از فشار بخار، p_v لزوماً باعث تشکیل بخار نمی شود. در واقع از نظر تئوری، یک مایع خالص می تواند قبل از هسته ای شدن یا آشکار شدن حباب های بخار، اختلاف فشار $\Delta p = p_v - p$ تا چندین اتمسفر را تحمل کند. این فرایند، هسته ای شدن همگن نامیده می شود، و برای بعضی از مایعات خالص (به استثنای آب) در شرایط خیلی پاکیزه و در آزمایشگاه مشاهده شده است. در جریا نهایی واقعی که در فرایندهای مهندسی وقوع می یابند، چنین اختلاف فشار بزرگی پیش نمی آید زیرا حباب های بخار از نقاط هسته ای شده یا روی سطوح حاوی مایع و یا بصورت معلق در مایع رشد می کنند. مانند جامدات، مقاومت نهایی با نقاط ضعیف (نقاط تمرکز تنش) که توسط نقاط هسته ای شده یا "هسته ها" تظاهر میکنند، تعریف می شود. تحقیقات نشان داده است که هسته های معلق در مایع، نسبت به نقاط هسته ای شده روی سطح در تعیین شرایط شروع کاویتاسیون اهمیت بیشتری دارند. این هسته های معلق یا از حباب های ریز و یا از ذرات جامدی که شاید درون آنها حباب های ریز باشند، تشکیل می شوند. بطور مثال، حباب ریزی با شعاع R_N حاوی بخار، در صورتی در حالت تعادل است که فشار مایع وفق رابطه زیر باشد:

$$p = p_v - 2\sigma / R_N \quad \dots(5-12)$$

که σ در فرمول فوق کشش سطحی است. بنابراین چنین حباب ریزی باعث کشش بحرانی برابر با $2\sigma / R_N$ می شود و فشار مایع بایستی کمتر از $p_v - 2\sigma / R_N$ باشد تا حباب ریز به اندازه قابل رویت برسد. بعنوان مثال حباب ۱۰ میکرونی (μm) در آب، در دماهای عادی، به کششی برابر 0.14 bar می رسد.

عملاً حذف تمام ذرات، حباب های ریز و هوای حل شده از بخش عمده مایع غیر ممکن است (اصطلاح فراگیر "کیفیت مایع" برای بیان درجه ناخالصی بکار میرود). بعلمت این ناخالصی، در آزمایش های انجام شده در تونل های آبی مختلف و حتی در یک تونل آبی با آبهای با درجات متفاوت خلوص، تفاوت های اساسی در مقدار عدد شروع کاویتاسیون (و در واقع شکل کاویتاسیون)، مشاهده شده است. آزمایش های تطبیقی انجام شده توسط (Lindgren) ITTC و (Johnsson، ۱۹۶۶-۱۹۶۹) نمونه های چشمگیری از این تفاوت ها را در شروع کاویتاسیون در تونل های آبی متفاوت واقع در نقاط مختلف جهان، برای یک شکل بندی متقارن محوری، تامین نموده است. شکل ۵-۱، نمونه هایی از این تغییرات σ_i در آن آزمایش ها را نشان می دهد.



شکل ۲-۵. توابع متعدد توزیع تعداد هسته ها که در تونل های آبی و اقیانوس با روش های متفاوتی اندازه گیری شده است .

نظر به اینکه هسته های کاویتاسیون برای درک شروع کاویتاسیون نقش تعیین کننده ای دارند ، در مطالعات مربوط به شروع کاویتاسیون متداول است که مایع ، با اندازه گیری تعداد هسته های حاضر در آن مورد بررسی قرار گیرد . این اطلاعات معمولاً به شکل تابع توزیع تعداد هسته ها ، $N(R_N)$ نمایش داده می شود و به نحوی تعریف می شود که ، تعداد هسته های با شعاع های از R_N تا $R_N + dR_N$ در واحد حجم بصورت $N(R_N) dR_N$ بیان شود . مقادیر نمونه توزیع تعداد هسته ها در شکل ۲-۵ نشان داده شده است که شامل داده های مربوط به تونل های آبی و اقیانوس می باشد .

اکثر روش های جاری که برای انجام اینگونه اندازه گیری ها مورد استفاده قرار می گیرد هنوز در مراحل توسعه می باشد . در تحقیقات ، از دستگاه هایی استفاده می گردد که بر اساس پخش صوتی ، و پخش نور کار می کنند . سایر دستگاه ها که بنام دستگاه سنجش آمادگی به کاویتاسیون نامیده می شوند باعث ایجاد کاویتاسیون در یک نمونه مایع شده و تعداد و اندازه حباب های ماکروسکوپی اندازه گیری می شود . شاید قابل اعتماد ترین روش ، استفاده از هلوگرافی برای ایجاد عکس های سه بُعدی بزرگ شده از حجم نمونه ای از مایع باشد که بتوان هسته ها را در آن مورد بررسی قرار داد . Billet (۱۹۸۵) روش های جاری اندازه گیری هسته های کاویتاسیون را مورد مطالعه قرار داده است (همچنین نگاه کنید به Katz و دیگران - ۱۹۸۴) .

یاد آوری این نکته جالب است که در بسیاری از تاسیسات، کاویتاسیون خودش منشأ تشکیل هسته ها می باشد. این بدلیل تمایل هوای حل شده در مایع به خارج شدن از محلول در فشارهای پائین است، و فشار جزئی هوا را به هر حباب ماکروسکوپی کاویتاسیون اضافه می کند. با جابجائی حباب به مناطق با فشار بیشتر در مایع و میعان بخار، بعضی از این حباب های کوچک هوا در مایع حل نمی شوند و حل مجدد برخی نیز به کندی صورت میگیرد. این پدیده نوظهور در تونل های آبی اولیه که مستقیماً بر اساس مدل تونل هوا ساخته شده بودند، مشکلات زیادی ایجاد نمود. در این تونل های اولیه پس از گذشت چند دقیقه کار با جسمی که در منطقه آزمایش در حال کاویتاسیون بود تعداد حباب های ناشی از کاویتاسیون سریعاً افزایش می یافت و چرخه تاسیسات را طی کرده و مجدداً در جریان ورودی ظاهر می شد. بزودی منطقه آزمایش بدلیل ایجاد جریان دو فازه کاملاً کدر و مات می گردید. برای حل این مسئله دوش توام مورد استفاده قرار گرفت. اول، تونل آبی مجهز به یک کانال طولانی برگشت شد تا آب در مدت زمان کافی در فشار بالا قرار گیرد و هسته های ناشی از کاویتاسیون مجدداً در آب حل شوند. این کانال برگشتی بنام "بازجاذب" نامیده می شود. دوم، اکثر تاسیسات تونل آبی مجهز به "هوا گیر" می باشند تا هوای موجود در آب به ۲۰ تا ۵۰ درصد سطح اشباع در فشار آتمسفر تقلیل یابد. این توضیحات بمنظور نشان دادن این واقعیت عنوان شد که $N(R_N)$ در هر تاسیساتی میتواند برحسب شرایط کاری تغییر نموده و با هواگیری و تصفیه تغییر یابد.

اکثر اطلاعات ارائه شده در شکل ۲-۵ از آب تونل های آبی بدست آمده که گاز زدائی و تصفیه شده اند و یا از آب اقیانوس تهیه شده که بنحو حیرت آوری پاکیزه است. بنابراین تعداد هسته هائی که اندازه آنها از ۱۰۰ میکرون (μm) بزرگترند کم است. از سوی دیگر، در بسیاری از کاربرد های پمپ ها کاملاً امکان دارد که تعداد بسیار بیشتری از حباب های بزرگتر ایجاد شود و در شرایط خاصی جریان کاملاً دو فازگی گردد. حباب های گاز در جریان ورودی بصورت چشمگیری رشد نموده و از منطقه های فشار پائین در پمپ عبور نمایند اگر چه فشار در همه جای پمپ بالاتر از فشار بخار باشد. به این پدیده، کاویتاسیون کاذب گفته می شود. اگرچه عدد شروع کاویتاسیون در این شرایط مصداقی ندارد ولی اگر سعی شود که σ_i تحت این شرایط اندازه گیری شود روشن است که مقادیری بزرگتر از C_{pmin} حاصل می گردد.

از سوی دیگر، اگر مایع کاملاً پاک بوده و در آن فقط تعداد اندکی هسته کوچک باشد، تنشی که مایع میتواند تحمل کند به این معنی است که فشار کمینه بایستی بسیار کمتر از p_v شود تا شروع کاویتاسیون رخ دهد. در این حالت σ_i بسیار کمتر از C_{pmin} خواهد بود. بنا براین کیفیت آب و هسته های آن میتواند عدد شروع کاویتاسیون را در مقایسه با C_{pmin} کمتر یا بیشتر نماید. معذالک حداقل دو عامل میتواند در σ_i موثر باشد که عبارتند از زمان سکونت و درهم بودن جریان. نظر به اینکه هسته ها بایستی در فشاری کمتر از مقدار بحرانی در مدت زمان بقدر کافی طولانی باقی بمانند تا رشد کنند، اثر زمان سکونت اهمیت می یابد. این الزام هم به اندازه پمپ و هم به سرعت جریان و همچنین به دمای مایع بستگی دارد زیرا همانطوریکه بعداً ملاحظه خواهد شد، نرخ رشد حباب ها ممکن است به دمای مایع نیز بستگی داشته باشد. اثر زمان سکونت این الزام را ایجاد میکند که منطقه معینی از مایع پائین تر از فشار بحرانی باشد و در نتیجه σ_i از آنچه مورد انتظار است کمتر شود.

تا اینجا فرض شد که جریان آرام و فشار پایدار باشد. معهذا بسیاری از جریان هائی با آنها در توربو ماشین ها سروکار داریم نه تنها در هم بلکه ناپایدار می باشند. گرداب ها نیز وجود دارند زیرا آنها بخش جدائی ناپذیر جریان در هم هستند و همچنین بلحاظ اینکه گرداب ها هم بصورت

آزاد و هم اجباری افشاند می شوند. دارای اثرات مهمی از نظر شروع کاویتاسیون می باشند چون فشار در مرکز گرداب ممکن است بنحو چشمگیری از فشار متوسط جریان کمتر باشد. با اندازه گیری یا محاسبه C_{pmin} ارزش پائین ترین فشار متوسط مشخص می شود، ضمن اینکه کاویتاسیون ممکن است، ابتدا در یک گرداب گذرا که فشار مرکز آن از پائین ترین فشار متوسط کمتر باشد، وقوع یابد. برخلاف اثر زمان سکونت، این باعث می شود مقادیر بزرگتری از آنچه مورد انتظار است برای σ_i ، حاصل گردد. همچنین این باعث تغییر σ_i با عدد رینولدز Re می شود. توجه شود که این جدای از آثار عدد رینولدز بر ضریب فشار کمینه C_{pmin} است. همچنین توجه شود که زبری سطح نیز میتواند با ایجاد اختلال موضعی کم فشاری، بهمان روش در هم بودن جریان، منجر به کاویتاسیون شود.

۴-۵ مقیاس بندی شروع کاویتاسیون

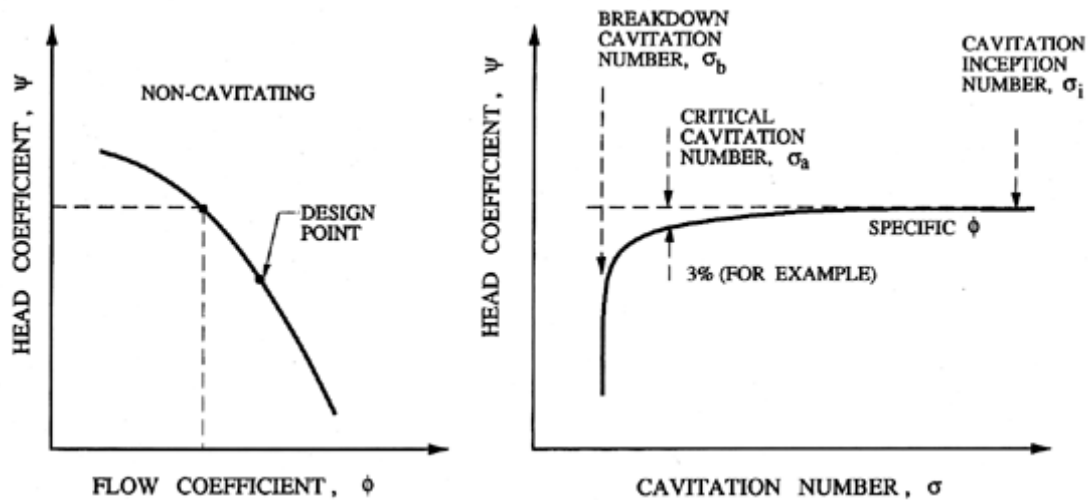
پیچیدگی مباحثی که در بخش قبلی مورد بررسی قرار گرفت نشان می دهد که هنوز سئوالات جدی در مورد چگونگی مقیاس بندی شروع کاویتاسیون وجود دارد. شاید این جدی ترین مبحثی است که توسعه دهندگان توربو ماشین های مایع در پیش رو دارند. آزمایش روی مدل های ملخ های کشتی ها یا توربین های بزرگ (بعنوان دو نمونه عادی)، برای طراحی این امکان را فراهم میکند که بصورت دقیقی عملکرد بدون کاویتاسیون دستگاه را ارزیابی نماید. معذالک برای طراحی اطمینان خاطر مشابهی از نظر مقیاس بندی داده های شروع کاویتاسیون وجود ندارد.

حال مسئله را با تفصیل بیشتری مطالعه می کنیم. با تغییر اندازه دستگاه نه تنها زمان سکونت بلکه عدد رینولدز نیز تغییر می کند. بعلاوه در این حالت اندازه هسته ها نیز نسبت به پروانه متفاوت خواهد بود. با تغییر سرعت بمنظور حفظ مقیاس عدد رینولدز، سردرگمی بیشتری در موضوع بلحاظ تغییر در زمان سکونت ایجاد می شود. بعلاوه تغییر سرعت باعث تغییر عدد کاویتاسیون می شود و برای ارزیابی شرایط مدل بایستی فشار ورودی را تغییر داد که ممکن است باعث تغییر در هسته های موجود شود. همچنین این موضوع که در مدل و نمونه اولیه در مورد زبری سطحی چه اقدامی شود، سوال بر انگیز است.

مبحث دیگر مطرح در مقیاس بندی چگونگی پیش بینی پدیده کاویتاسیون در یک مایع براساس اطلاعات موجود در مورد مایع دیگر است. روشن است که در نوشته ها و سوابق مطالعاتی داده های زیادی در مورد آب بعنوان سیال وجود دارد. داده ها در مورد مایعات دیگر بسیار نادر است. در واقع نویسنده نتوانست توزیع تعداد هسته ها را در مورد مایعات دیگر بجز آب در هیچ منبع تحقیقاتی پیدا کند. نظر به اینکه هسته ها نقش کلیدی را بازی می کنند، تعجب آور نیست که توان فعلی برای مقیاس بندی از یک مایع به مایع دیگر جنبه کاملاً تجربی داشته باشد.

قبل از خاتمه دادن به این مبحث بایستی تاکید نمود که، اکثر توضیحات ارائه شده در دو بخش قبلی بر روی شروع کاویتاسیون متمرکز گردید. با ایجاد کاویتاسیون، این پدیده حساسیت بسیار کمتری نسبت به عوامل خاصی مانند تعداد هسته ها خواهد داشت. بنابراین مقیاس بندی کاویتاسیون توسعه یافته در مقایسه با شروع کاویتاسیون با اطمینان بیشتری انجام می شود. معذالک این تفاوت، برای مهندسی که هدفش جلوگیری از بروز پدیده کاویتاسیون است موجب تسلی خاطر زیادی نمی شود.

۵-۵ عملکرد پمپ



شکل ۵-۳ شمای منحنی عملکرد بدون کاویتاسیون ، $\psi(\phi)$ و منحنی عملکرد با کاویتاسیون ، $\psi(\phi, \sigma)$ ، که در آن اعداد سه گانه کلیدی کاویتاسیون را نشان میدهد .

در صورتی که عملکرد یک پمپ بصورت بدون بُعد نمایش داده شود شکل عمومی ۵-۳ را خواهد داشت . همانگونه که قبلاً ذکر شد منحنی عملکرد بدون کاویتاسیون یک پمپ شامل ، ضریب ارتفاع ψ بصورت تابعی از ضریب جریان ϕ می باشد ، که در آن شرایط طراحی میتواند بصورت یک نقطه معین ، روی منحنی $\psi(\phi)$ مشخص گردد . مشخصه بدون کاویتاسیون بایستی مستقل از سرعت Ω باشد اگر چه در سرعت های کمتر ممکن است بلحاظ آثار لزجی یا عدد رینولدز انحراف هایی ایجاد شود . عملکرد با کاویتاسیون که در سمت راست شکل ۵-۳ نشان داده شده است ، بصورت فامیلی از منحنی های $\psi(\phi, \sigma)$ ، هر یک بازاء یک ضریب جریان مشخص در منحنی ضریب ارتفاع در مقابل عدد کاویتاسیون σ ارائه شده است . در غالب اوقات این منحنی های عملکرد با بُعد نشان داده می شوند ، در این حالت بجای عدد کاویتاسیون روی محور طول ها در منحنی عملکرد کاویتاسیون ، از $NPSH$ استفاده می شود .

شناسائی اعداد سه گانه خاص کاویتاسیون در اینجا ارزشمند است . پمپی را در نظر بگیرید که در یک گذر جریان یا ضریب جریان مشخص ، در حال کار باشد ضمن اینکه فشار ورودی ، $NPSH$ ، یا عدد کاویتاسیون بتدریج کاهش داده شود . همانگونه که در بخش قبلی توضیح داده شد ، اولین عدد بحرانی کاویتاسیون که در آن کاویتاسیون برای اولین بار آشکار می شود ، عدد شروع کاویتاسیون ، σ_i نامیده می شود . اغلب وقوع کاویتاسیون با نوعی صدامانند صدای برخورد شن و ماسه به فلز ، آشکار می شود (نگاه کنید به بخش ۵-۶) . با کاهش بیشتر فشار ، دامنه کاویتاسیون (و صدای آن) گسترش بیشتری خواهد یافت . معذالک نیاز به کاهش چشمگیری در σ قبل از ظهور هرگونه آفت در عملکرد است . با وقوع این حالت ، عدد کاویتاسیونی که بازاء

آن ، این حالت وقوع می یابد غالباً با درصد اُفت معینی از ارتفاع H ، یا ضریب ارتفاع ψ وفق شکل ۳-۵ تعریف می شود . در این حالت معمولاً عدد کاویتاسیون بحرانی σ_a که اُفت ارتفاع بازاء آن ۲ ، ۳ یا ۵ در صد است ، تعریف می شود . کاهش بیشتر عدد کاویتاسیون ، باعث اُفت چشمگیری در عملکرد می شود ، عدد کاویتاسیون در این حالت ، عدد کاویتاسیون شکست نامیده می شود و با σ_b نشان داده می شود .

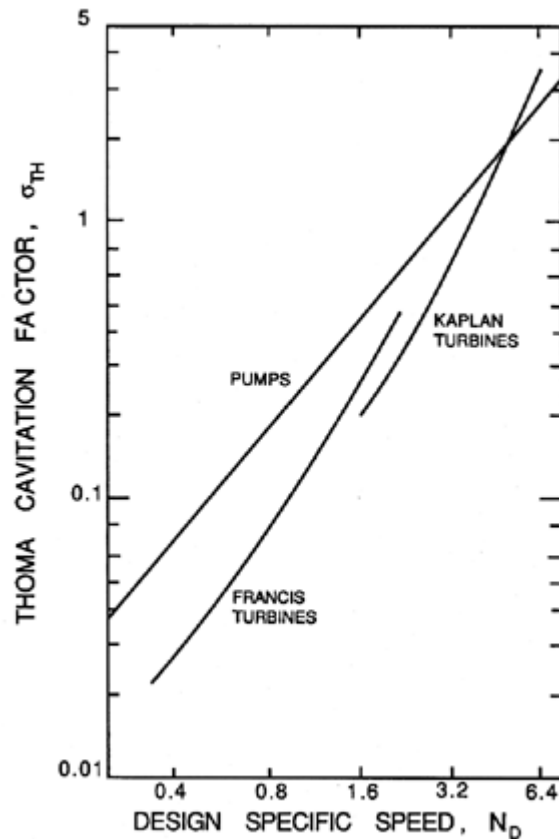
جدول ۱-۵

سرعت های ویژه مکشی شروع و شکست برای بعضی از پمپ های نمونه

نوع پمپ	N_D	Q/Q_D	S_i	S_b	S_b/S_i
پمپ فرایند با حلزونی و دیفوزر	۰/۳۱	۰/۲۴	۰/۲۵	۲/۰	۸/۰
		۱/۲۰	۰/۸۰	۲/۵	۳/۱۴
پمپ با دو ورودی با حلزونی	۰/۹۶	۱/۰۰	<۰/۶	۲/۱	>۳/۶۴
		۱/۲۰	۰/۸	۲/۱	۲/۶۷
پمپ سانتریفوژ با حلزونی و دیفوزر	۰/۵۵	۰/۷۵	۰/۶	۲/۴۱	۴/۰۲
		۱/۰۰	۰/۸	۲/۶۷	۳/۳۴
پمپ خنک کن آب (مدل با مقیاس ۱÷۵)	۱/۳۵	۰/۵۰	۰/۶۵	۳/۴۰	۵/۲۴
		۰/۷۵	۰/۶۰	۳/۶۹	۶/۱۶
		۱/۰۰	۰/۸۳	۳/۳۸	۴/۰۷
پمپ خنک کن آب (مدل با مقیاس ۱÷۸)	۱/۳۵	۰/۵۰	۰/۵۵	۲/۶۳	۴/۷۶
		۰/۷۵	۰/۷۸	۳/۴۴	۴/۴۰
		۱/۰۰	۰/۹۹	۴/۰۹	۴/۱۲
		۱/۲۵	۱/۰۷	۲/۴۵	۲/۲۸
پمپ خنک کن آب (مدل با مقیاس ۱÷۱۲)	۱/۳۵	۰/۵۰	۰/۸۸	۳/۸۱	۴/۳۵
		۰/۷۵	۰/۹۹	۴/۶۶	۴/۷۱
		۱/۰۰	۰/۷۵	۳/۲۵	۴/۳۰
		۱/۲۵	۰/۷۲	۱/۶۰	۲/۲۲
پمپ با حلزونی	۱/۰۰	۰/۶۰	۰/۷۶	۱/۷۴	۲/۲۸
		۱/۰۰	۰/۸۳	۲/۴۸	۲/۹۹
		۱/۲۰	۱/۲۱	۲/۴۷	۲/۲۸

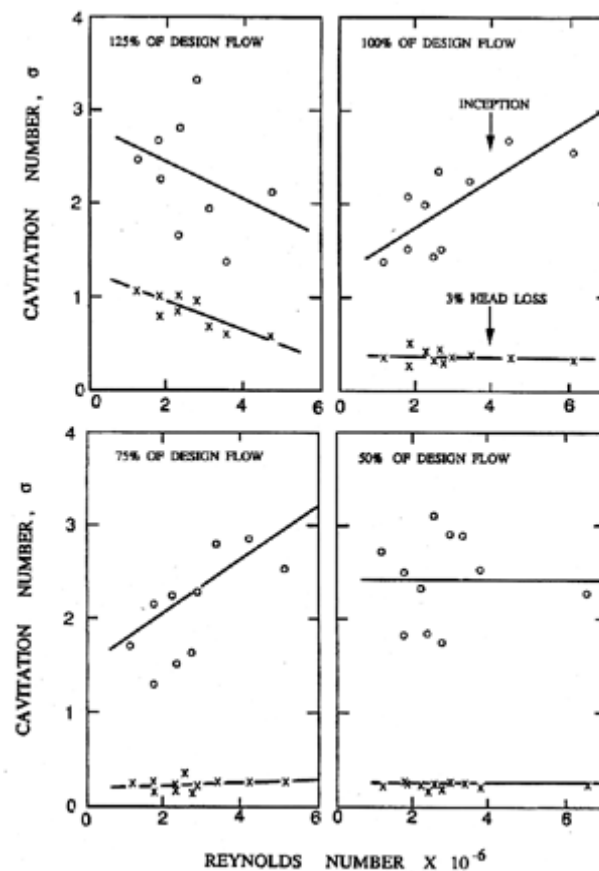
تاکید این موضوع حائز اهمیت است که مقادیر این اعداد سه گانه کاویتاسیون ممکن است کاملاً متفاوت باشند و اشتباه گرفتن آنها با یکدیگر منجر به اشتباهات جدی می شود . برای مثال عدد

شروع کاویتاسیون ، σ_i میتواند یک درجه بزرگی از σ_a و σ_b بزرگتر باشد . البته مقادیر متناظر سرعت های ویژه بحرانی مکشی نیز وجود دارند که با S_i ، S_a و S_b مشخص می گردد . در اینجا بعضی از مقادیر نمونه این پارامتر ها در جدول ۵-۱ که از مقاله McNulty و Pearsall (۱۹۷۹) استخراج شده ، ذکر شده است . همانطوریکه ملاحظه می شود بین مقادیر S_b و S_i اختلاف زیادی وجود دارد .



شکل ۵-۴ استانداردهای انجمن هیدرولیک برای عملکرد پمپ ها و توربین ها (Hydraulic Institute 1965) .

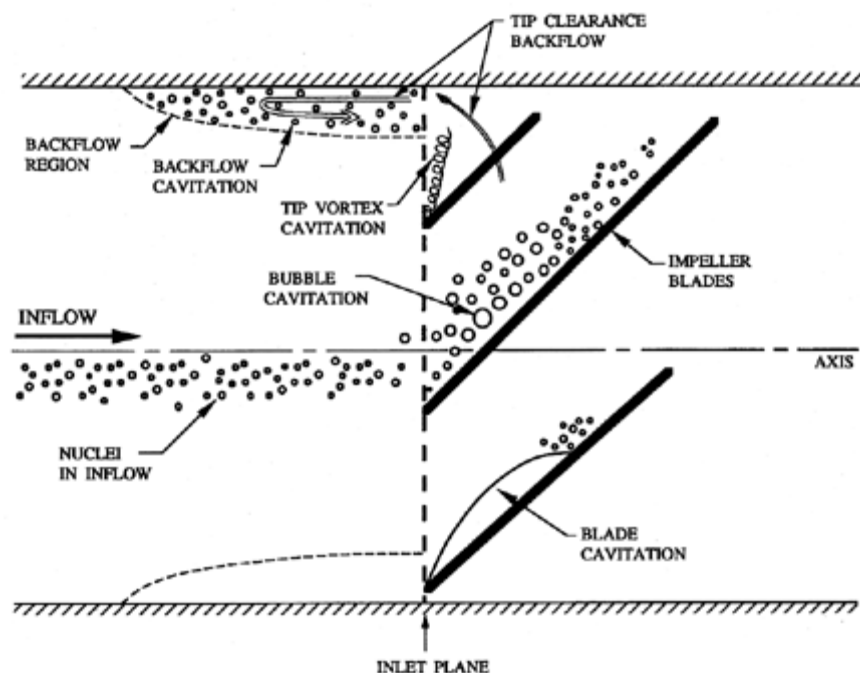
شاید یکی از سوء تفاهم های معمول، مربوط به توصیه انجمن هیدرولیک وفق شکل ۵-۴ باشد . این انجمن پیشنهاد میکند که یک پمپ در سرعت مخصوص خاصی ، بایستی با ضریب کاویتاسیون Thoma ، σ_{TH} ، بیشتر از مقداری که در شکل نشان داده شده است کار کند . در حقیقت خط نشان داده شده در شکل ، متناظر با سرعت مخصوص مکشی بحرانی برابر ۳/۰ است . در غالب اوقات این بصورت اشتباهی بعنوان مقدار S_i تفسیر می گردد ، ولی در واقع این بیشتر شبیه به S_a میباشد ، بنابراین عملکرد پمپ در نقاط بالاتر از خط در شکل ۵-۴ بمعنی فقدان کاویتاسیون یا اجتناب از بروز صدمات کاویتاسیون نمی باشد .



شکل ۵-۵ اعداد کاویتاسیون شروع و ۳٪ افت ارتفاع، که برحسب عدد رینولدز (بر اساس w_{TI} و طول وتر پره) برای چهار گذر جریان رسم شده است.

داده هائی توسط McNulty و Pearsall-۱۹۷۹ برای σ_i و σ_a بصورت تابعی از جریان طراحی و عدد رینولدز (یا سرعت) در یک پمپ نمونه در شکل ۵-۵ نشان داده شده است. به پراکندگی زیاد داده های مربوط به شروع کاویتاسیون توجه شود و همانطوری که دیده می شود هیچگونه روند روشنی در مورد این تغییرات با عدد رینولدز موجود نمی باشد. در بخش بعدی توضیحاتی کیفی در مورد شکل های مختلف کاویتاسیون که در پمپ ها وقوع می یابند، ارائه می شود. بعد از آن در بخش ۵-۷، با ارائه مبحث شروع کاویتاسیون، گسترش کاویتاسیون در یک پمپ به تفصیل بررسی می گردد.

۵-۶ انواع کاویتاسیون پروانه



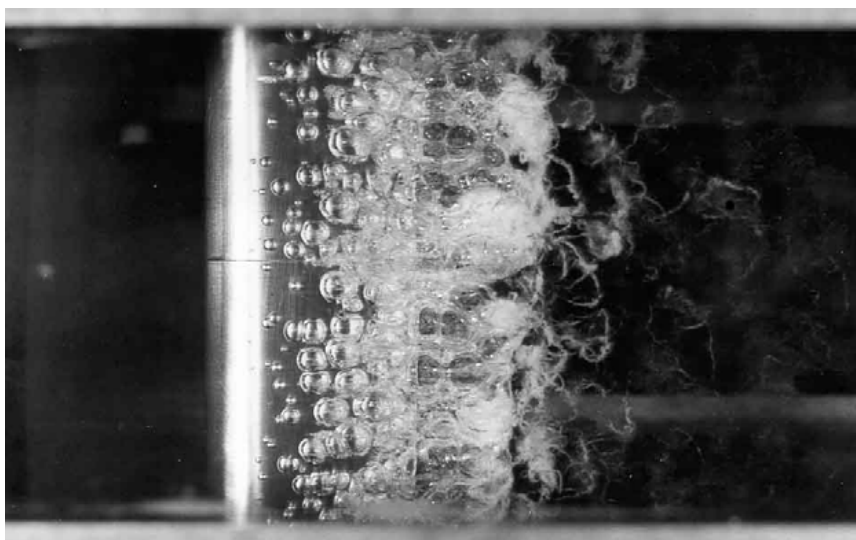
شکل ۵-۶ انواع کاویتاسیون پروانه

نظر به اینکه کاویتاسیون در پروانه پمپ میتواند به شکل های مختلفی ظاهر شود (بطور مثال، نگاه کنید به Wood-۱۹۶۳) در این مرحله بهتر است سعی گردد بعضی از این انواع کاویتاسیون طبقه بندی و توضیح داده شود. بایستی در نظر داشت که چنین طبقه بندی لزوماً دلخواه است و ممکن است بعضی از انواع کاویتاسیون رُخ دهد که در این طبقه بندی قرار نگیرد. شکل ۵-۶ حاوی شمای بعضی از شکل های کاویتاسیون است که در یک پروانه محوری باز، قابل مشاهده است. با کاهش فشار ورودی، تقریباً همواره شروع کاویتاسیون در گرداب نوک توسط گوشه ای که لبه هادی به نوک می پیوندد، شکل می گیرد. شکل ۵-۷، عکس یک نمونه از گرداب نوک است که در حالت کاویتاسیون بوده و از آزمایش های پروانه IV تهیه شده است (مدل با مقیاس از توربو پمپ فشار پائین LOX از SSME که در شکل ۲-۱۲ نشان داده شده است). توجه شود که جریان برگشتی باعث می شود که جریان در اطراف گرداب دارای یک مولفه سرعتی در پادجریان باشد. شیب ملایم و دقیق از لبه هادی تا نوک میتواند باعث کاهش σ شود ولی نمی تواند گرداب یا کاویتاسیون گردابی را حذف نماید.



شکل ۷-۵ کاویتاسیون گرداب نوک در پروانه IV، مدل با مقیاس از توربو پمپ فشار پائین LOX مربوط به SSME (نگاه کنید به شکل ۱۲-۲) به ازای ضریب جریان ϕ_1 برابر ۰/۰۷ و عدد کاویتاسیون ۰/۴۲ است.

معمولاً عدد کاویتاسیون بایستی تا حدی کاهش یابد تا تغیرات بعدی رخ دهد، و اغلب این بشکل حباب های متحرک کاویتاسیون روی سطوح مکشی پره ها تظاهر می کند. هسته ها در جریان ورودی با جابجائی به نقاط فشار پائین روی سطوح مکشی پره ها، رشد می کنند، و سپس با رسیدن به مناطق با فشار بالا، فرو می پاشند. برای سهولت به این "کاویتاسیون حبابی" گفته می شود. در شکل ۸-۵ کاویتاسیون حبابی روی یک هیدروفویل نشان داده شده است.



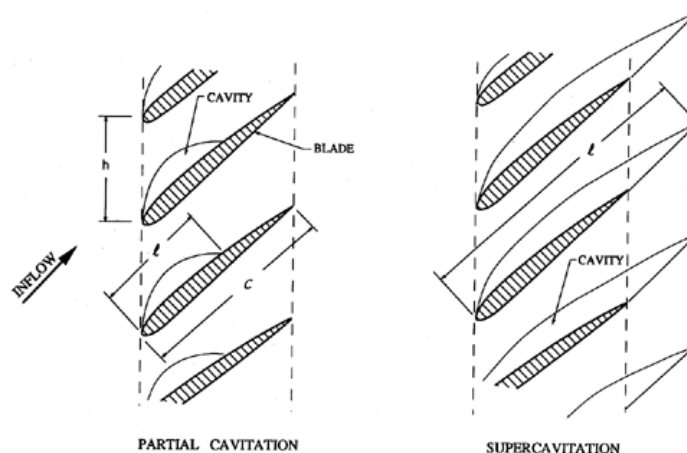
شکل ۸-۵ کاویتاسیون حبابی روی سطح هیدروفویل NACA4412 در زاویه برخورد صفر درجه، سرعت ۱۳/۷ متر بر ثانیه و عدد کاویتاسیون ۰/۳. جریان از چپ به راست است و لبه هادی هیدروفویل درست سمت چپ و کنار نوار سفید براق روی سطح قرار دارد.

با کاهش بیشتر عدد کاویتاسیون ، ممکن است حباب ها بهم بپیوندند و حفره های متصل یا پس اثر های پر شده از بخار را روی سطوح مکشی پره ها ایجاد نمایند . در زمینه عمومی تر به این کاویتاسیون ، " کاویتاسیون پیوسته " می گویند . غالباً در زمینه پمپ ها ، این پدیده را " کاویتاسیون پره " می نامند . شکل ۵-۹ نمونه ای از کاویتاسیون پره را در یک پمپ سانتریفوژ نشان می دهد .

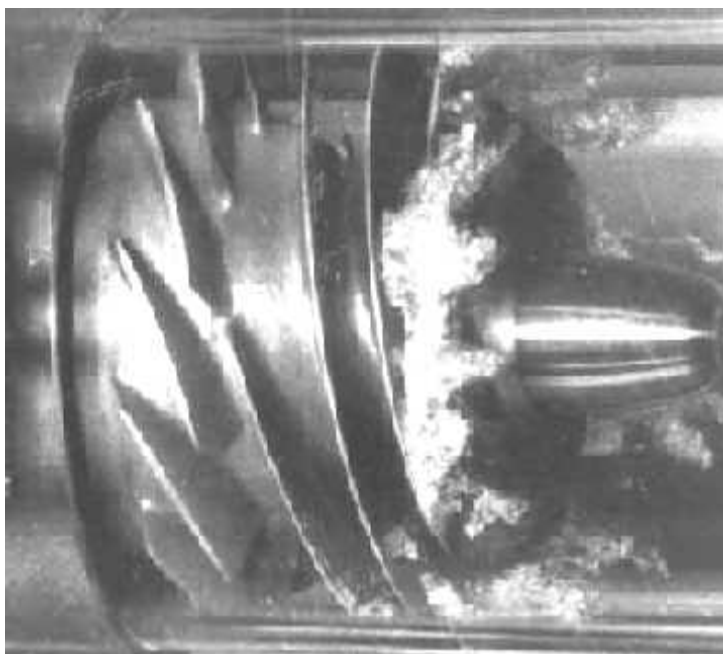


شکل ۵-۹ کاویتاسیون پره روی سطح مکشی پره در یک پمپ سانتریفوژ. جریان نسبی از چپ به راست است و حفره از لبه هادی پره که به طرف چپ عکس است ، شروع می شود .

با گسترش حفره ها (یا حباب ها یا حفره های گردابی) تا نقطه ای روی سطح مکشی پره ، مقابل لبه هادی پره بعدی ، افزایش فشار در معبر پره باعث فروپاشی حفره می گردد . در نتیجه ، سطح مقابل لبه هادی پره بعدی ، منطقه ای است که اغلب صدمات کاویتاسیون مشاهده می شود .



شکل ۵-۱۰ ردیفه با کاویتاسیون جزئی (سمت چپ)، ردیفه با کاویتاسیون پیشرفته (سمت راست).

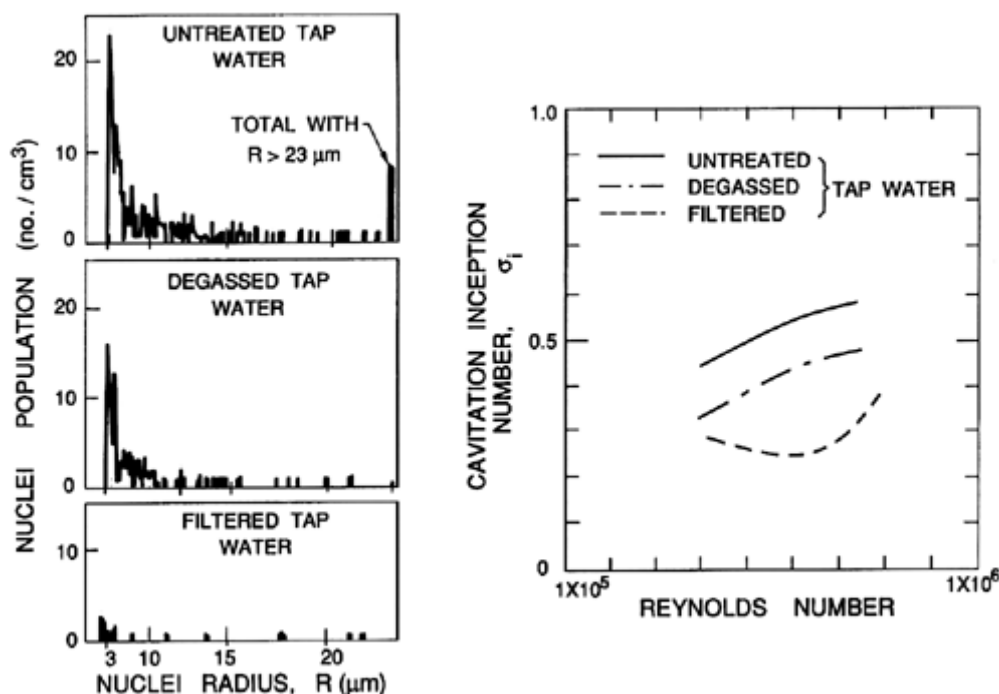


شکل ۱۱-۵ مانند شکل ۷-۵ ، ولی در اینجا یک نمونه از کاویتاسیون جریان برگشتی نشان داده شده است .

کاویتاسیون پره که روی سطح مکشی پره دچار فروپاشیده می گردد " کاویتاسیون جزئی " نیز نامیده می شود ، تا از شرایطی متمایز شود که در اعداد کاویتاسیون خیلی کم وقوع می یابد ، یعنی زمانی که حفره تا جریان خروجی در پائین-جریان لبه خروجی از پره گسترش می یابد. این حفره های طولانی ، که به روشنی احتمال ایجاد آن در ماشین های با استحکام کمتر ، بیشتر است ، " حفره های پیشرفته " نامیده می شود . شکل ۱۰-۵ تفاوت بین کاویتاسیون جزئی و کاویتاسیون پیشرفته را نشان می دهد . بعضی از پمپ ها به نحوی طراحی می شوند که بتوانند در شرایط با کاویتاسیون پیشرفته کار کنند (Pearsall - ۱۹۶۳) . مزیت بالقوه این نوع طراحی این است که فروپاشی حباب در جریان سوی پره رخ میدهد و صدمه کاویتاسیون ممکن است به حداقل کاهش یابد .

بالاخره ، بهتر است عبارت فراگیر "کاویتاسیون جریان برگشتی " معرفی شود تا به حباب ها و گرداب های کاویتاسیونی رجوع شود که در جریان برگشتی پادجریان ناحیه مجاور پوسته پمپ در صفحه ورودی وقوع می یابد در زمانی که پمپ لزوماً در شرایط بارگذاری شده پائین تر از گذر جریان طراحی کار می کند (نگاه کنید به بخش ۵-۴) . بیشتر شدن افزایش فشار در پمپ تحت این شرایط باعث نفوذ جریان نشستی نوک به پاد جریان شده و جریان برگشتی که چندین قطر تا پادجریان صفحه ورودی گسترش می یابد ، ایجاد می گردد . با ایجاد کاویتاسیون در پمپ ، حباب ها و گرداب ها در این جریان برگشتی به پانجریان کشانده می شوند در غالب اوقات، برای ناظر دیدنی ترین نوع کاویتاسیون را نمایش می دهند . شکل ۱۱-۵ عکس یک نمونه از کاویتاسیون جریان برگشتی در پادجریان صفحه ورودی یک القاء کننده است .

۵-۷ داده های مربوط به شروع کاویتاسیون

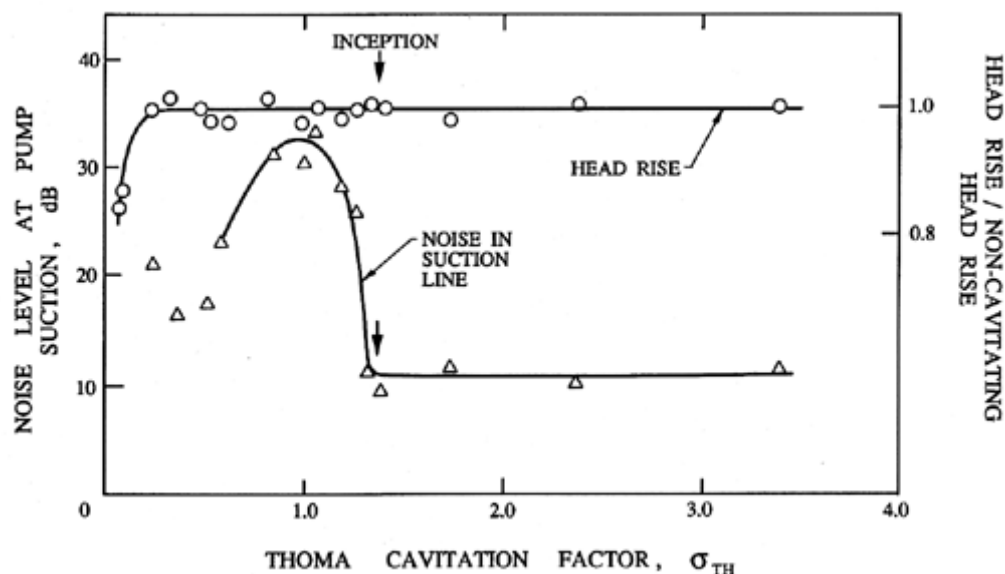


شکل ۵-۱۲ نمودارهای ستونی تعداد هسته ها در آب شهری تصفیه شده و تصفیه نشده و اعداد شروع کاویتاسیون متناظر آنها که روی اجسام بشکل نیم کره با سه قطر مختلف آزمایش شده است.

در بخش ۵-۳ نقش کلیدی هسته های کاویتاسیون در تعیین نقطه شروع کاویتاسیون با رجوع به آزمایش های تطبیقی ITTC نشان داده شد (شکل ۵-۱). امروزه روشن شده است که اندازه گیری های مربوط به شروع کاویتاسیون دارای ارزش کمی است مگر اینکه تعداد هسته ها ثبت گردد. متأسفانه این یافته، ارزش اکثر داده های مربوط به شروع کاویتاسیون را که در نوشته ها و تحقیقات قبلی موجود است مورد سوال قرار می دهد. و حتی مهمتر اینکه در زمینه حاضر (کاویتاسیون در پمپ ها) این حکم شامل کلیه مشاهدات مربوط به شروع کاویتاسیون در پمپ ها است. برای نشان دادن این نکته، در شکل ۵-۱۲ داده های ارائه شده توسط Keller (۱۹۷۴) را مجدداً منعکس کرده ایم، او اعداد شروع کاویتاسیون برای جریان های اطراف اجسام بشکل نیم کره را اندازه گیری نموده است. در اینجا آب به روش های متفاوتی تصفیه شده تا حاوی تعداد متفاوتی از هسته ها وفق نمودارهای سمت چپ شکل ۵-۱۲ گردد. همانگونه که میتوان پیش بینی کرد، عدد شروع کاویتاسیون در نمونه آبی که دارای تعداد بیشتری هسته است، بزرگتر می باشد.

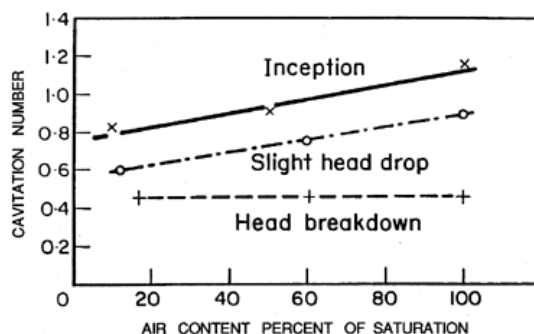
یکی از نتایج این وابستگی به تعداد هسته ها این است که در صورتیکه فشار افزایش یابد ممکن است عدد کاویتاسیونی که بازاء آن کاویتاسیون خاتمه می یابد (عدد کاویتاسیون " انتهای " σ_d)، بزرگتر از عددی که با کاهش فشار، کاویتاسیون در آن آشکار می گردد، σ_i باشد. این پدیده بنام " پس ماند کاویتاسیون " (Holl و Treaster - ۱۹۶۶) نامیده شده است و غالباً نتیجه این واقعیت است که پیش تر (بخش ۵-۳) مورد اشاره قرار گرفت که پدیده کاویتاسیون خود میتواند تعداد

هسته ها را در یک تاسیسات باز گردشی افزایش دهد. نمونه ای از پس ماند کاویتاسیون در آزمایش های با یک پمپ جریان محوری و در یک چرخه بسته در شکل ۸-۷ نشان داده شده است.



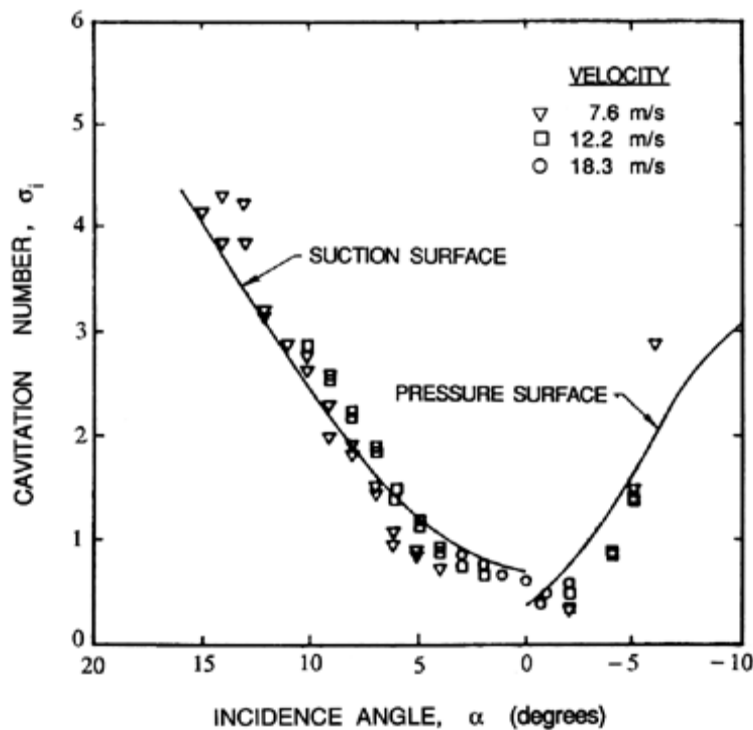
شکل ۱۳-۵ افزایش ارتفاع و صدا در خط مکش بصورت تابعی از ضریب کاویتاسیون (σ_{TH}) Thoma برای یک پمپ سانتریفوژ.

یکی دیگر از پیچیدگی ها، طبیعت ذهنی قضاوت در مورد آشکار شدن کاویتاسیون است. مشاهده عینی در همه موارد مقدور نبوده و حتی در صورت امکان عملی نمی باشد، زیرا تعداد " رویداد ها" (یک رویداد، رشد حباب واحد و فروپاشی آن است)، با دامنه اعداد کاویتاسیون افزایش می یابد. بنابراین اگر قضاوت براساس نرخ معینی از رویداد های بحرانی انجام شود، همانطوریکه در شکل ۱۲-۵ نشان داده شده است، عدد کاویتاسیون شروع، قهراً با تعداد هسته ها افزایش می یابد. آزمایش ها نشان داده است که ایجاد صدا معیار ساده تر و تکرار پذیر تری برای شروع کاویتاسیون نسبت به مشاهدات عینی است. گرچه این روش هنوز تابعی از تغیرات با تعداد هسته ها است، دارای این مزیت است که کمیت آن سنجش پذیر است. شکل ۱۳-۵ که از مقاله McNulty و Perasall (۱۹۷۹) برداشته شده، افزایش سریع صدا در پمپ سانتریفوژ با وقوع کاویتاسیون را نشان می دهد (داده های مربوط به شروع کاویتاسیون در شکل ۵-۵ و جدول ۵-۱ از طریق صوتی تهیه شده است).



شکل ۱۴-۵ اثر هوای محلول، در اعداد بحرانی کاویتاسیون در یک پمپ سانتریفوژ.

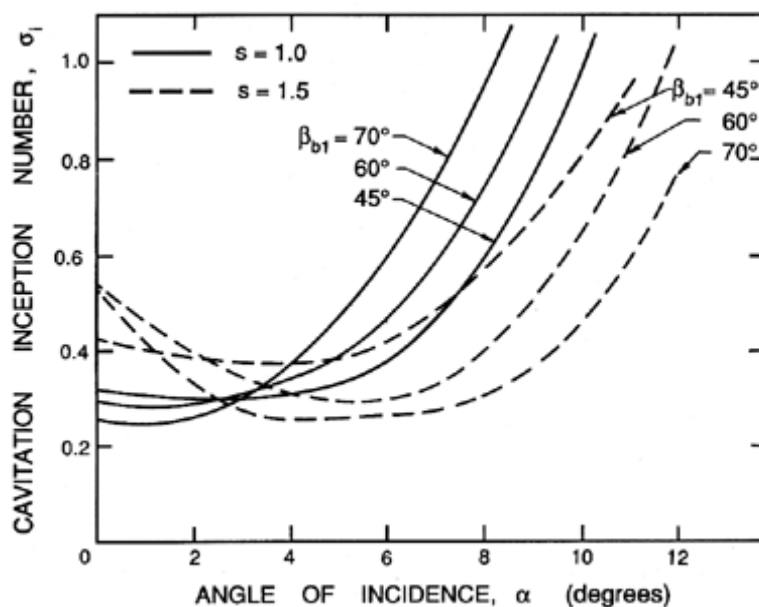
اگر چه اطلاعات مربوط به هسته ها در اکثر آزمایش ها موجود نیست هوای کل محلول در آب در اغلب موارد پایش می شود . میتوان تصور کرد که تعداد هسته ها با افزایش هوای محلول افزایش یابد و البته معمولاً چنین است . بعضی از داده ها در مورد وابستگی اعداد کاویتاسیون بحرانی به هوای کل محلول در آب در یک پمپ سانتریفوژ در شکل ۵-۱۴ نشان داده شده است . همانطوریکه انتظار میرود عدد کاویتاسیون شروع ، σ_i با هوای محلول افزایش می یابد . معذالک توجه شود که عدد کاویتاسیون شکست ، σ_b کاملاً مستقل از هوای محلول در آب است ، که منعکس کننده این حقیقت است که وقتی کاویتاسیون شروع شود، وابستگی آن به تعداد هسته ها بسیار کمتر می گردد .



شکل ۵-۱۴ مشخصه شروع کاویتاسیون برای هیدروفویل NACA4412

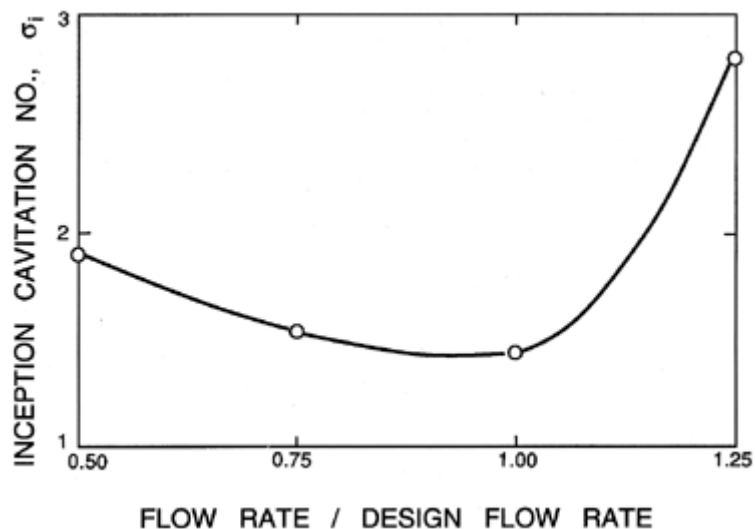
با شروع مورد سوال قرار دادن ارزش بسیاری از داده های مربوط به شروع کاویتاسیون ، ناچاریم در هر حال ، بسیاری از موارد مهم موجود در این مجموعه داده ها را بازبینی نمائیم . برای انجام این عمل بایستی این فرض را مطرح نمود که احتمالاً هر پژوهش گری در برآورد شروع کاویتاسیون ، معیارسازی را بکار برده است و اینکه هسته های موجود در هر تاسیسات تا حد زیادی ثابت بوده اند (اگرچه این فرض دوم بسیار مورد تردید است) . سپس ، اگرچه داده ها از پژوهش گری و تاسیساتی به پژوهش گر و تاسیسات دیگر بسیار پراکنده است ولی میتوان امید داشت که جهت تغییرات نمایش داده شده در هر پروژه ویژه ای ، از نظر کیفی صادق باشد . ابتدا مشخصه های شروع را در یک هیدروفویل واحد با تغییر زاویه برخورد مورد بررسی قرار می دهیم . داده های نمونه که توسط Kermeen (۱۹۵۶) برای هیدروفویل NACA4412 ارائه شده در شکل ۵-۱۵ نمایش داده شده است . در زوایای مثبت برخورد، مناطق فشار پائین و شروع کاویتاسیون روی سطح مکشی وقوع می یابد ، در زوایای منفی برخورد این پدیده ها به سطحی که

معمولاً سطح فشاری نامیده می شود تغییر می یابد . بعلاوه ، با افزایش زاویه برخورد در هر دو جهت ، مقدار $-C_{pmin}$ افزایش و بنابراین عدد شروع کاویتاسیون نیز افزایش می یابد .

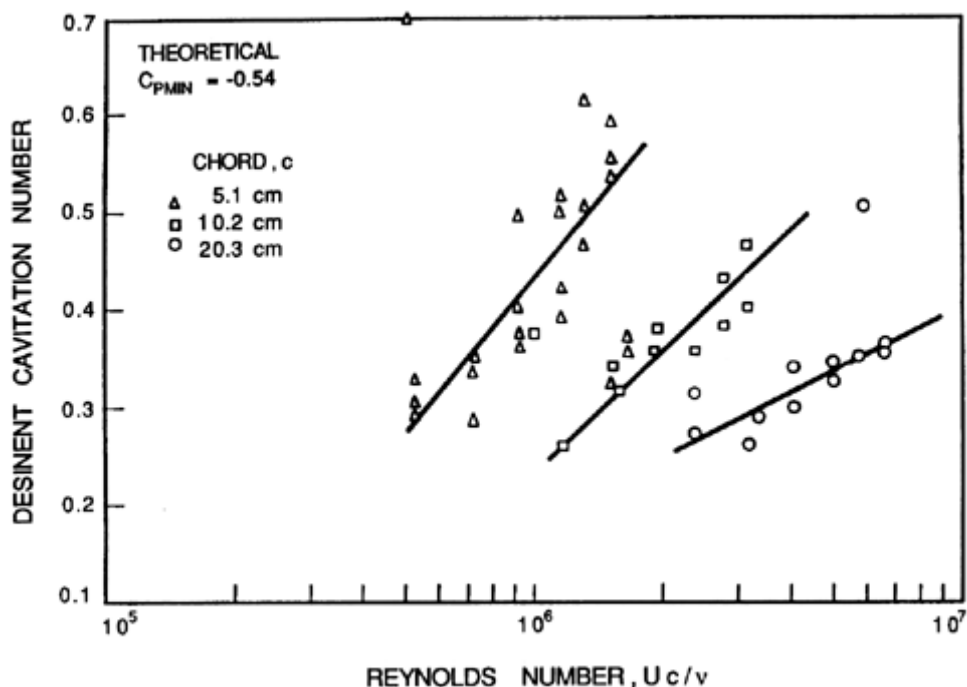


شکل ۱۶-۵ عدد کاویتاسیون شروع σ_i (یا $-C_{pmin}$) ، بعنوان تابعی از زاویه پره β_{bt} ، استحکام s و زاویه برخورد α ، برای ردیفه متشکل از هیدروفویل های NACA-65-010 .

اگر از چنین هیدروفویل هائی برای ساخت ردیفه استفاده شود ، نتایج به استحکام ردیفه s ، نیز بستگی خواهد داشت . داده های مربوط به توزیع فشار در اطراف پره در یک ردیفه (مانند داده های گزارش شده توسط Herrig و دیگران (۱۹۵۷)) میتواند برای تعیین C_{pmin} بعنوان تابعی از زاویه پره β_{bt} ، استحکام s ، و زاویه برخورد α مورد استفاده قرارگیرد . در نتیجه ، با فرض تقریب از نوع اول $\sigma_i = -C_{pmin}$ ، میتوان تغییرات عدد شروع کاویتاسیون را با این متغیرها پیش بینی نمود . نمونه ای از این داده ها در شکل ۱۶-۵ ارائه شده است . این داده ها توسط Pearsall (۱۹۷۲) از داده های ردیفه ارائه شده توسط Herrig و دیگران (۱۹۵۷) استخراج شده است . توجه شود که هر ردیفه مشخصی دارای زاویه برخورد مثبت مشخصی در حدود چند درجه است که σ_i در آن کمینه است . زاویه بهینه برخورد با مقادیر مختلف s و β_{bt} تغییر می کند ، معذالک بنظر میرسد ، این زاویه در دامنه باریک بین ۱ تا ۵ درجه بازاء دامنه پهن تغییرات متغیرهای طراحی ، قرار دارد . در پمپ ها ، زاویه برخورد معمولاً در گذر جریان طراحی و در حدود آن ، کم است ، ولی بنحو چشمگیری در بالاتر و یا پائین تر از مقدار طراحی افزایش می یابد . در نتیجه در پمپ ها ، عدد شروع کاویتاسیون بازاء گذر جریان طراحی کمینه می شود . این در شکل ۱۷-۵ که شامل داده های مربوط به یک پمپ سانتریفوژ است و شکل ۷-۷ که مربوط به یک پمپ محوری است نشان داده شده است .



شکل ۵-۱۷ تغییرات عدد کاویتاسیون شروع ، با گذر جریان برای یک پمپ سانتریفوژ



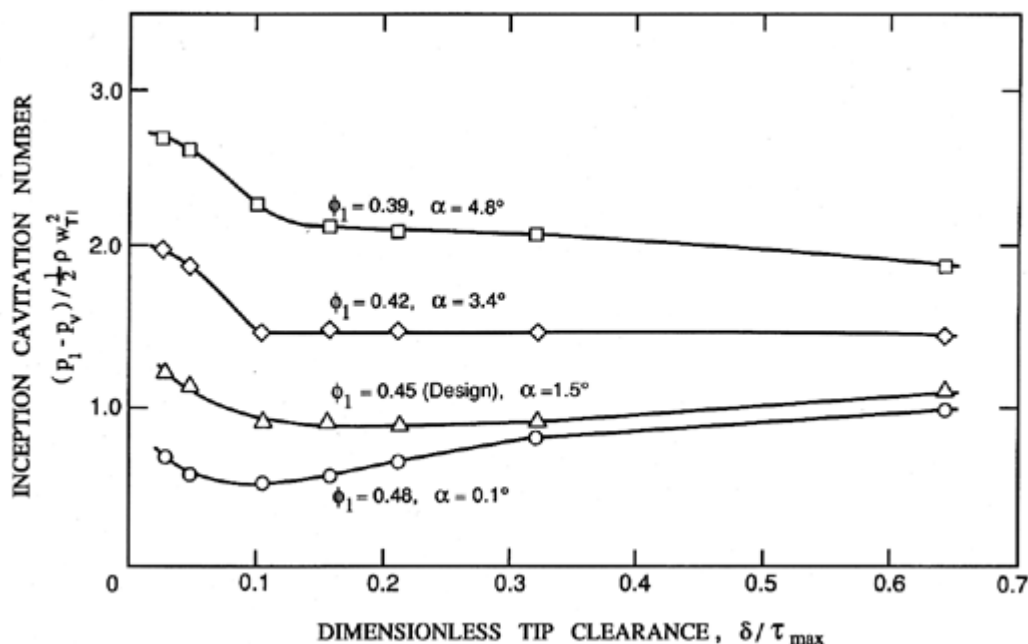
شکل ۵-۱۸ اعداد کاویتاسیون انتهائی ، برای سه هیدروفویل Joukowski که از نظر هندسی مشابه میباشند ، بازاء زاویه برخورد صفر بصورت تابعی از عدد رینولدز ، Uc/v ، توجه شود که $C_{pmin} = -0.54$ (تئوری).

همانگونه که در بخش ۵-۴ ذکر شد ، مقیاس بندی پدیده کاویتاسیون با اندازه وسرعت میتواند موضوع با اهمیتی باشد . داده های نمونه برای شروع کاویتاسیون روی یک هیدروفویل واحد که توسط Holl و Wislicenus (۱۹۶۱) تهیه شده در شکل ۵-۱۸ نشان داده شده است . داده ها برای سه اندازه مختلف از هیدروفویل ۱۲٪ ، Joukowski (در زاویه برخورد صفر درجه) در سرعت های مختلف برداشت شده است . این داده ها در مقابل عدد رینولدز با این هدف که

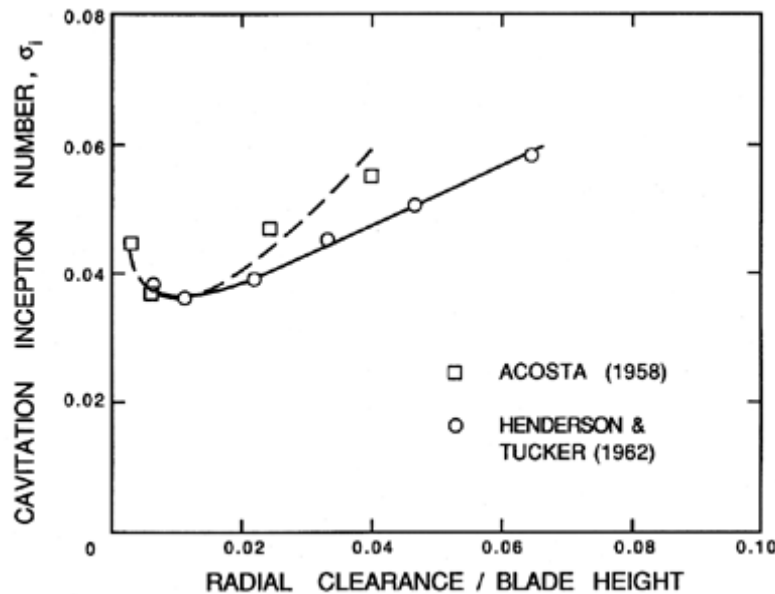
شاید داده ها فقط به یک منحنی کاهش یابد ، ترسیم گردید . عدم تحقق این موضوع بیانگر این حقیقت است که آثار مربوط به اندازه و سرعت ، جدای از آثار مربوط به عدد رینولدز می باشد . احتمال دارد که پارامتر گم شده نسبت اندازه هسته ها به طول وتر باشد . در هر حال ، در غیاب اطلاعات مربوط به هسته ها ، چنین نتیجه گیری صرفاً ذهنی می باشد .

برای کامل کردن فهرست عواملی که در شروع کاویتاسیون موثرند ، لازم است آثار زبری سطحی و درجه درهمی جریان نیز ذکر گردد . عوامل دوگانه مذکور تا حدودی به یکدیگر مرتبط می باشند ، زیرا زبری سطحی بر درجه درهمی جریان موثر است . ضمناً زبری سطحی میتواند با ایجاد تاخیر در جداسدن لایه مرزی و اصلاح میدان های فشار و سرعت ، بصورت کلی تری بر جریان تاثیر گذارد . خواننده برای مطالعه مشروح تر آثار زبری سطحی بر شروع کاویتاسیون به نوشته Arndt و Ippen (۱۹۶۸) مراجعه نماید .

درهمی جریان بر شروع کاویتاسیون موثر است زیرا یک هسته ممکن است به درون مرکز یک گرداب ، که سطح فشار در آن کمتر از فشار متوسط مایع است راه یابد . در نتیجه در این حالت دچار کاویتاسیون می شود ، حال آنکه اگر در سطح فشار متوسط مایع قرار داشت ممکن بود دچار کاویتاسیون نمی گردید . بنابراین درهمی جریان ممکن است کاویتاسیون را ارتقاء دهد ، ولی نبایستی این حقیقت را نادیده گرفت که ممکن است با تغییر محل جادشدگی جریان باعث تغییرات کلی در میدان فشار شود . این آثار پیچیده لزجی بر شروع کاویتاسیون ، اولین بار بنحو مشروحی توسط Acosta و Arakeri (۱۹۷۴) و Acosta و Gates (۱۹۷۸) بررسی گردید (همچنین نگاه کنید به Arakeri-۱۹۷۹) . شروع کاویتاسیون در نتیجه محیط کاملاً در هم جریان در اکثر جریان های پمپ ها ، موضوعی است که بایستی باز هم بصورت مشروح مورد آزمایش قرار گیرد .



شکل ۱۹-۵ عدد شروع کاویتاسیون، σ_i ، بصورت تابعی از لقی نوک پره ، δ (τ_{max} حداکثر ضخامت پره است) ، در یک پمپ محوری بدون پوشش در ضرایب جریان مختلف ، ϕ .



شکل ۲۰-۵ عدد شروع بصورت تابعی از لقی شعاعی نوک پره در یک القاء کننده محوری .

در توربو ماشین های بدون پوشش پره ، کاویتاسیون معمولاً در گرداب های مرتبط با جریان های لقی نوک پره ، شروع می شود ، و بنابراین مطالعه چگونگی اثر لقی نوک پره بر عدد شروع کاویتاسیون اهمیت دارد . در شکل های ۱۹-۵ و ۲۰-۵ اعداد کاویتاسیون مشاهده شده برای جریان های لقی نوک پره در پروانه های با جریان محوری در مقابل لقی نوک پره که بی بُعد شده ترسیم گردیده است . تغییرات نمونه با زاویه برخورد یا ضرایب جریان در شکل ۱۹-۵ (Rains-۱۹۵۴) نشان داده شده است . نظر به اینکه اختلاف فشار بین دو طرف پره با افزایش زاویه برخورد افزایش می یابد ، سرعت های جریان در فضای لقی نوک پره بایستی افزایش یابد و در نتیجه σ_i مانند حالت شکل ۱۹-۵ متناظراً افزایش می یابد . مشخصه دومی که در داده های Rains مشخص نیست ولی در داده های Acosta (۱۹۵۸) و Henderson و Tucker (۱۹۶۲) خود نمائی میکند این است که بنظر میرسد مقدار بهینه ای برای لقی نوک ، در حدود ۱٪ ارتفاع پره وجود دارد . در این مقدار بهینه عدد شروع کاویتاسیون وفق شکل ۲۰-۵ کمینه می گردد .

فهرست منابع :

- ④ Acosta, A.J. (1958). An experimental study of cavitating inducers. *Proc. Second ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*, **ONR/ACR-38**, 533--557.
- ④ Acosta, A.J. and Parkin, B.R. (1975). Cavitation inception---a selective review. *J. Ship Res.*, **19**, No. 4, 193--205.
- ④ Arakeri, V.H. and Acosta, A.J. (1974). Viscous effects in the inception of cavitation on axisymmetric bodies. *ASME J. Fluids Eng.*, **95**, No. 4, 519--528.
- ④ Arakeri, V.H. (1979). Cavitation inception. *Proc. Indian Acad. Sci.*, **C2**, Part 2, 149--177.
- ④ Arndt, R.E.A. and Ippen, A.T. (1968). Rough surface effects on cavitation inception. *ASME J. Basic Eng.*, **90**, 249--261.

- ⊕ Arndt, R.E.A. and Keller, A.P. (1976). Free gas content effects on cavitation inception and noise in a free shear flow. *Proc. IAHR Symp. on two-phase flow and cavitation in power generation*, 3--16.
- ⊕ Billet, M.L. (1985). Cavitation nuclei measurements---a review. *Proc. 1985 Cavitation and Multiphase Flow Forum*, **FED 23**, 31--38.
- ⊕ Braisted, D.M. (1979). Cavitation induced instabilities associated with turbomachines. *Ph.D. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, Ca.*
- ⊕ Brennen, C.E. (1994). *Cavitation and bubble dynamics*. Oxford Univ. Press.
- ⊕ Gates, E.M. and Acosta, A.J. (1978). Some effects of several free stream factors on cavitation inception on axisymmetric bodies. *Proc. 12th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*, 86--108.
- ⊕ Gavrilov, L.R. (1970). Free gas content of a liquid and acoustical techniques for its measurement. *Sov. Phys.---Acoustics*, **15**, No.3, 285--295.
- ⊕ Henderson and Tucker (1962). Performance investigation of some high speed pump inducers. *R.P.E. Tech. Note 214*. Referred to by Janigro and Ferrini (1973) but not located by the author.
- ⊕ Herrig, L.J., Emery, J.C., and Erwin, J.R. (1957). Systematic two-dimensional cascade tests of NACA 65-series compressor blades at low speeds. *NACA TN 3916*.
- ⊕ Holl, J.W. and Wislicenus, G.F. (1961). Scale effects on cavitation. *ASME J. Basic Eng.*, **83**, 385--398.
- ⊕ Holl, J.W. and Treaster, A.L. (1966). Cavitation hysteresis. *ASME J. Basic Eng.*, **88**, 199--212.
- ⊕ Hydraulic Institute, New York. (1965). *Standards of the Hydraulic Institute* (11th edition).
- ⊕ Janigro, A. and Ferrini, F. (1973). Inducer pumps. In *Recent progress in pump research, von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Lecture Series 61*.
- ⊕ Johnsson, C.A. (1969). Cavitation inception on headforms, further tests. *Proc. 12th Int. Towing Tank Conf., Rome*, 381--392.
- ⊕ Katz, J., Gowing, S., O'Hern, T., and Acosta, A.J. (1984). A comparative study between holographic and light-scattering techniques of microbubble detection. *Proc. IUTAM Symp. on Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, Springer-Verlag, 41--66.
- ⊕ Keller, A.P. (1974). Investigations concerning scale effects of the inception of cavitation. *Proc. I.Mech.E. Conf. on Cavitation*, 109--117.
- ⊕ Keller, A.P. and Weitendorf, E.A. (1976). Influence of undissolved air content on cavitation phenomena at the propeller blades and on induced hull pressure amplitudes. *Proc. IAHR Symp. on two-phase flow and cavitation in power generation*, 65--76.
- ⊕ Kermeen, R.W. (1956). Water tunnel tests of NACA 4412 and Walchner Profile 7 hydrofoils in noncavitating and cavitating flows. *Calif. Inst. of Tech., Hydrodynamics Lab. Rep.* 47-5.
- ⊕ Knapp, R.T., Daily, J.W., and Hammitt, F.G. (1970). *Cavitation*. McGraw-Hill, New York.
- ⊕ Lindgren, H. and Johnsson, C.A. (1966). Cavitation inception on headforms, ITTC comparative experiments. *Proc. 11th Int. Towing Tank Conf., Tokyo*, 219--232.
- ⊕ McNulty, P.J. and Pearsall, I.S. (1979). Cavitation inception in pumps. *ASME Int.*

Symp. on Cavitation Inception, 163--170.

⌚ Medwin, H. (1977). In situ acoustic measurements of microbubbles at sea. *J. Geophys. Res.*, **82**, No.6, 921--976.

⌚ Pearsall, I.S. (1963). Supercavitation for pumps and turbines. *Engineering (GB)*, **196 (5081)**, 309--311.

⌚ Pearsall, I.S. (1972). *Cavitation*. Mills & Boon Ltd., London.

⌚ Peterson, F.B., Danel, F., Keller, A.P., and Lecoffre, Y. (1975). Determination of bubble and particulate spectra and number density in a water tunnel with three optical techniques. *Proc. 14th Int. Towing Tank Conf., Ottawa*, **2**, 27--52.

⌚ Rains, D.A. (1954). Tip clearance flows in axial flow compressors and pumps. *Calif. Inst. of Tech. Hydro. and Mech. Eng. Lab. Report, No. 5*.

⌚ Schoeneberger, W. (1965). Cavitation tests in radial pump impellers. *Ph.D. Thesis, Tech. Univ. Darmstadt*.

⌚ Sloteman, D.P., Cooper, P., and Graf, E. (1991). Design of high-energy pump impellers to avoid cavitation instabilities and damage. *Proc. EPRI Power Plant Symp., Tampa, Fl., June 1991*.

⌚ Wood, G.M. (1963). Visual cavitation studies of mixed flow pump impellers. *ASME J. Basic Eng.*, Mar. 1963, 17--28.

فصل ششم

دینامیک حباب ها ، صدمه و صدا

۱-۶ مقدمه

حال مشخصه های کاویتاسیون را برای حالت های $\sigma < \sigma_i$ مورد بررسی قرار می دهیم . موضوع را با بحث در مورد دینامیک حباب ها شروع می کنیم ، تا بتوان به بعضی از نتایج کلاسیک تحلیل ها اشاره نمود . این بحث ها ما را به دو اثر مخرب هدایت می کند ، که بمحض وقوع کاویتاسیون وقوع می یابند ، که عبارتند از صدمه کاویتاسیون و صدای کاویتاسیون . در فصل بعدی عواقب مخرب دیگر کاویتاسیون یعنی اثر آن روی عملکرد هیدرولیکی را مورد بررسی قرار خواهیم داد .

۲-۶ دینامیک حباب های کاویتاسیون

دو مدل اساسی برای کاویتاسیون در نوشته ها بنحو وسیعی مورد استفاده می باشد . یکی از اینها مدل حباب کروی است که بیشترین ارتباط را با شکل هایی از کاویتاسیون حبابی دارد که در آنها هسته ها با مواجه شدن با مناطق کم فشار ، رشد یافته تا به اندازه ماکروسکوپی قابل رویت برسند و با جابجائی به مناطق با فشار بیشتر ، دچار فرو پاشی می شوند . بمنظور رعایت اهداف کتاب حاضر ، فقط خلاصه ترین شکل این روش ها را ارائه داده و برای تفصیل بیشتر ، خواننده را به نوشته ها و آثار گسترده موجود رجوع میدهیم (برای نمونه نگاه کنید به Daily ، Knapp ، و Hammit - ۱۹۷۰ ، Plesset ، و Prosperetti - ۱۹۷۷ و Brennen - ۱۹۹۴) . روش شناسی دوم ، تئوری خط جریان آزاد است ، که بیشترین ارتباط را با جریان هایی دارد که شامل حفره های پیوسته یا پس اثر های پر شده از بخار می باشند ، بازبینی مختصری از این روش شناسی در فصل ۷ ارائه شده است .

عملاً کلیه مدل های حباب کروی بر اساس یکی از شکل های معادله Raileigh-Plesset ایجاد شده (Plesset و Prosperetti - ۱۹۷۷) که رابطه بین شعاع حباب کروی ، $R(t)$ ، و فشار ، $p(t)$ ، دور از حباب را تعریف می کند . در یک مایع نیوتنی تراکم ناپذیر که در غیر اینصورت آرام است این معادله بصورت زیر می باشد .

$$\frac{p_B(t) - p(t)}{\rho_L} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2\zeta}{\rho_L R} \quad \dots (۶-۱)$$

که ν ، ζ و ρ_L به ترتیب لزجت سینماتیک ، کشش سطحی و چگالی مایع می باشد . این معادله (بدون جملات لزجت و کشش سطحی) ابتدا توسط Raileigh (۱۹۱۷) استخراج شد و برای اولین بار توسط Plesset (۱۹۴۹) در مسئله حباب های متحرک کاویتاسیون بکار برده شد .

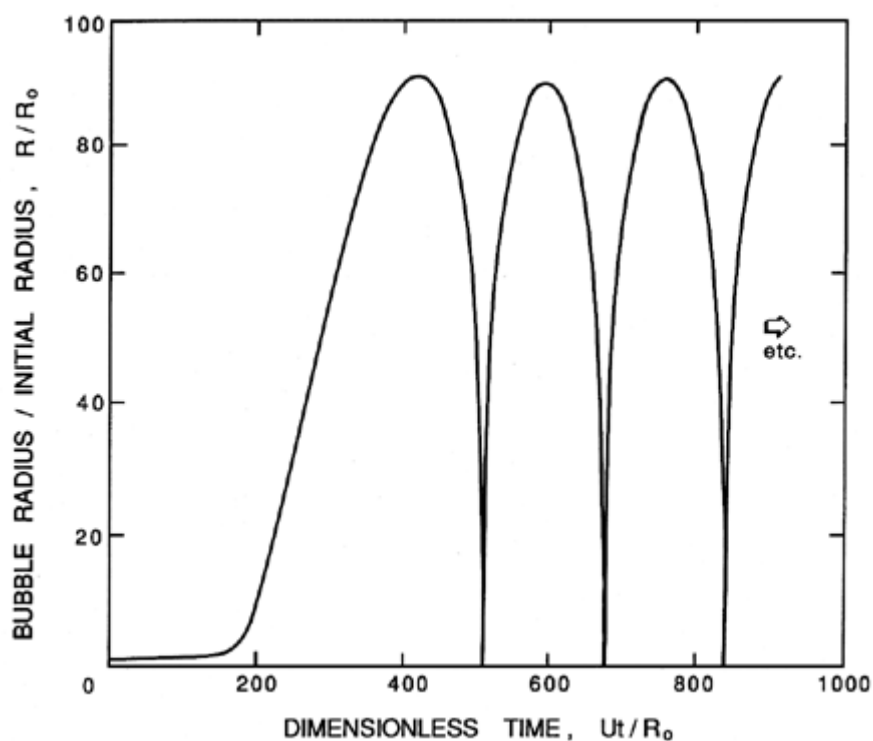
فشار دور از حباب ، $p(t)$ ، تابع ورودی است که میتوان آنرا از تاریخچه فشاری تامین نمود که هسته در حین حرکت در طول یک خط جریان تجربه می کند. فشار ، $p_B(t)$ ، فشار در داخل حباب می باشد . در اغلب موارد فرض می شود که حباب هم محتوی بخار و هم گاز غیر قابل تقطیر است ، بنابراین :

$$p_B(t) = p_V(T_B) + \frac{3m_G K_G T_B}{4\pi R^3} = p_V(T_\infty) - \rho_L \Theta + \frac{3m_G T_B}{4\pi R^3} \quad \dots(6-2)$$

که T_B دمای داخل حباب ، $p_V(T_B)$ فشار بخار ، m_G جرم گاز در حباب ، و K_G ثابت گازها است . معذالک بهتر است برای محاسبه p_V از دمای محیط مایع دور از حباب ، T_∞ استفاده نمود . در این صورت لازم است از عبارت Θ ، در معادله ۶-۱ استفاده شود تا اختلاف بین $p_V(T_B)$ و $p_V(T_\infty)$ تصحیح شود . همین Θ ، منشاء آثار حرارتی کاویتاسیون است . با استفاده از رابطه Clausius-Clapeyron رابطه زیر بدست می آید .

$$\Theta \cong \frac{\rho_V L}{\rho_L T_\infty} (T_\infty - T_B(t)) \quad \dots(6-3)$$

که در آن ρ_V چگالی بخار و L گرمای نهان تبخیر است .



شکل ۶-۱ جواب نمونه، $R(t)$ ، معادله Rayleigh-Plesset برای یک حباب کروی که منشاء آن هسته ای با شعاع R_0 بوده است . هسته به یک ناحیه با فشار پائین در زمان بدون بُعد

صفر وارد می شود و به فشار اولیه در زمان بی بعد ۵۰۰ رجعت می نماید . منطقه فشار پائین سینوسی بوده و در حول زمان بی بعد ۲۵۰، متقارن است .

توجه شود که با استفاده از معادله ۶-۲ برای محاسبه $p_B(t)$ ، تابع اضافی نامعلوم $T_B(t)$ را در معادله ۶-۱، Raileigh-Plesset وارد نموده ایم . برای تعیین این تابع لازم است معادله پخش حرارتی و یک معادله برای تعادل حرارت در حباب، نوشته و حل شود . شکل تقریبی این معادله ها را میتوان بصورت ساده و بشرح زیر نوشت . اگر حرارت هدایت شده به حباب مساوی نرخ استفاده از گرمای نهان تبخیر در فصل مشترک حباب با مایع باشد، بنابراین :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{\rho_V L}{k_L} \frac{dR}{dt} \quad \dots (6-4)$$

که در آن $(\partial T / \partial r)_{r=R}$ گرادیان دما در فصل مشترک مایع و k_L ضریب هدایت مایع می باشد . بعلاوه شکل تقریبی معادله پخش حرارتی در مایع بصورت زیر است :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{(T_\infty - T_B(t))}{(\alpha_L t)^{\frac{1}{2}}} \quad \dots (6-5)$$

که در آن α_L ضریب پخش حرارتی مایع ($\alpha_L = k_L / \rho_L c_{PL}$ که c_{PL} گرمای ویژه مایع است) و t زمان از ابتدای رشد یا فرو پاشی حباب است . با استفاده از معادله های ۶-۴ و ۶-۵ در معادله ۶-۳، عبارت حرارتی را میتوان بصورت زیر تقریب نمود :

$$\Theta = \Sigma(T_\infty) t^{\frac{1}{2}} \frac{dR}{dt} \quad \dots (6-6)$$

که در فرمول فوق داریم :

$$\Sigma(T_\infty) = \frac{\rho_V^2 L^2}{\rho_L^2 c_{PL} T_\infty \alpha_L^{\frac{1}{2}}} \quad \dots (6-7)$$

در بخش ۷-۷ از این روابط برای ارزیابی آثربازداری حرارتی در پمپ های در حال کاویتاسیون ، استفاده خواهیم نمود .

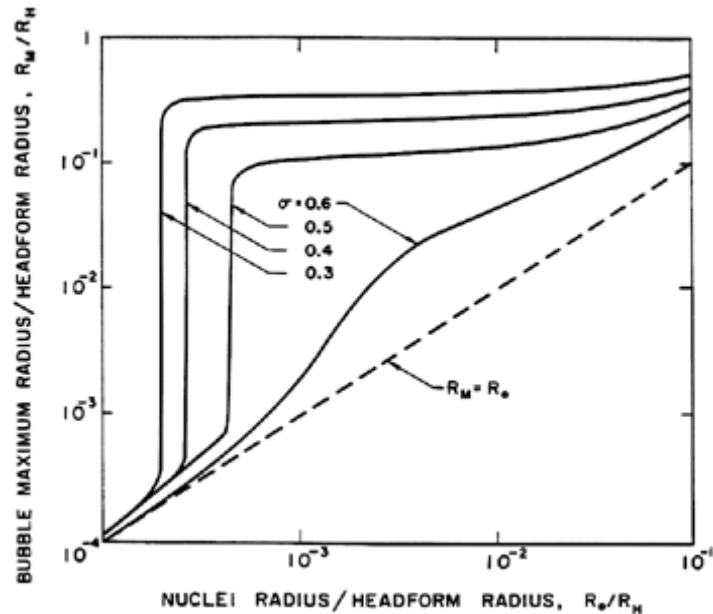
برای اهداف حاضر ، بهتر است بعضی از مشخصه های حل معادله Raileigh-Plesset ، در غیاب آثار حرارتی ($\Theta=0$ و $T_B(t)=T_\infty$) ، نشان داده شود . نمونه ای از حل این معادله برای $R(t)$ مربوط به هسته ای که از یک منطقه فشار پائین جابجا شده باشد ، در شکل ۶-۱ نشان داده شده است . توجه شود پاسخ حباب کاملاً غیر خطی است ، فاز رشد با فاز فروپاشی کاملاً متفاوت است . رشد که بصورت پایدار و کنترل شده است ، سریعاً به یک نرخ رشد مجانب میل میکند که در آن غالب ترین جمله های معادله Raileigh-Plesset ، اختلاف فشار $p_V - p$ ، و دومین جمله سمت راست معادله مذکور است ، بنابراین :

$$\frac{dR}{dt} \Rightarrow \left[\frac{2(p_V - p)}{3\rho_L} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots(۶-۸)$$

توجه شود که در این حالت لازم است فشار محلی از فشار بخار کمتر باشد. برای کاویتاسیون حباب متحرک، اختلاف فشار نمونه $(p_V - p)$ بصورت بدون بُعد، با $(-C_{pmin} - \sigma)$ بیان می شود (نگاه کنید به معادله های ۵-۲ و ۵-۴)، بنابراین نرخ رشد نمونه بصورت رابطه زیر است:

$$\frac{dR}{dt} \propto (-C_{pmin} - \sigma)^{\frac{1}{2}} U \quad \dots(۶-۹)$$

اگرچه این نرخ رشد بصورت ظاهری، فرایند نسبتاً آهسته ای بنظر میرسد، ولی بایستی توجه کرد که متناظر با حجمی است که با t^3 افزایش یابد. در اینصورت رشد کاویتاسیون برخلاف رشد حباب های ناشی از جوشیدن آب در کتری روی اجاق، که در آن dR/dt بطور نمونه با رابطه $t^{-1/2}$ تغیر می کند، یک فرایند انفجاری است. فرایند اخیر که در بخش ۷-۷ مورد بحث قرار خواهد گرفت نوعی رشد بازداشته شده حرارتی است.



شکل ۶-۲ اندازه بیشینه ای که حباب کاویتاسیون میتواند رشد کند (وفق معادله *Raileigh-Plesset*)، بعنوان تابعی از اندازه ابتدائی هسته، R_0 ، و عدد کاویتاسیون، σ در جریان در اطراف یک شکل متقارن محوری به شعاع R_H با $\zeta/\rho_L R_H U^2 = 0.000036$.

بنابر این نتیجه می شود که اگر نرخ رشد و زمان موجود برای رشد معلوم باشد، میتوان اندازه بیشینه یک حباب کاویتاسیون نمونه، R_M ، را تخمین زد. محاسبات عددی با استفاده از معادله *Raileigh-Plesset* نشان میدهد که زمان مناسب برای رشد حباب زمانی است که حباب، فشاری را پائین تر از فشار بخار، تجربه می کند. در حباب کاویتاسیون متحرک ممکن است با دانستن شکل توزیع فشار نزدیک نقطه کمینه فشار، این تخمین انجام گردد. این توزیع فشار رامیتوان بشکل زیر نشان داد:

$$C_p = C_{p \min} + C_{p*} (s/D)^2 \quad \dots (6-10)$$

که s مختصاتی در امتداد سطح ، D بُعد نمونه جسم یا جریان ، و C_{p*} ثابت معینی تقریباً برابر واحد است . پس زمان موجود برای رشد ، t_G از رابطه تقریبی زیر بدست می آید :

$$t_G \approx \frac{2D(\sigma - C_{p \min})^{\frac{1}{2}}}{C_{p*}^{\frac{1}{2}} U (1 + C_{p \min})^{\frac{1}{2}}} \quad \dots (6-11)$$

بنابراین :

$$\frac{R_M}{D} \approx \frac{2(-\sigma - C_{p \min})}{C_{p*}^{\frac{1}{2}} (1 + C_{p \min})^{\frac{1}{2}}} \quad \dots (6-12)$$

توجه شود که این شعاع مستقل از اندازه ابتدائی هسته می باشد . بیان مشخصه دیگری از روند رشد حائز اهمیت است . بعلت نفوذ تثبیت کننده جمله کشش سطحی ، اختلاف فشار مشخص $(p_V - p)$ فقط باعث می شود که حباب هائی که از اندازه بحرانی معینی بزرگتر باشند بصورت انفجاری رشد کنند (Blake-1949) . این بدین معنی است که برای یک عدد کاویتاسیون معین فقط هسته هائی که بزرگتر از اندازه بحرانی معینی باشند، نرخ رشد لازم را برای تبدیل شدن به حباب های کاویتاسیونی ماکروسکوپی کسب می کنند . کاهش عدد کاویتاسیون باعث فعال شدن هسته های کوچکتر می شود ، بنابراین حجم کاویتاسیون را افزایش می دهد . این پدیده در شکل ۶-۲ نشان داده شده است که اندازه بیشینه حباب کاویتاسیون R_M را بصورت تابعی از اندازه هسته های ابتدائی و عدد کاویتاسیون ، برای جریان نمونه در اطراف جسم متقارن محوری ، نشان می دهد . بخش های عمودی منحنی ها در سمت چپ شکل نشان دهنده اندازه های بحرانی هسته ها ، R_C است که به سادگی با عبارت بصورت زیر تقریب می گردد:

$$R_C \approx \kappa \zeta / \rho_L U_{\infty}^2 (-\sigma - C_{p \min}) \quad \dots (6-13)$$

که ضریب κ تقریباً برابر واحد است (Ceccio و Brennen-1991) . همچنین توجه شود که وفق شکل ۶-۲ همانگونه که قبلاً پیش بینی شده ، تمام هسته های ناپایدار تقریباً به اندازه یکسانی رشد می کنند.

حال به موضوع فروپاشی باز می گردیم ، در شکل ۶-۱ مشاهده می شود که فروپاشی حباب کاویتاسیون یک پدیده تغیرناگهانی است که در آن حباب ، که هنوز بشکل کروی فرض می شود، به اندازه ای خیلی کوچکتر از هسته ابتدائی می رسد . وقتی حباب خیلی کوچک شود شتاب ها و فشار های بسیار بزرگی ایجاد می گردد . در هر حال ، اگر حباب ، حاوی گاز های غیر قابل تقطیر باشد ، این باعث برگشت آن وفق شکل ۶-۱ می گردد . از نظر تئوری ، حباب کروی چندین بار چرخه های فروپاشی و بازگشت را طی می کند . عملاً یک حباب در حال فروپاشی نسبت به اختلال های غیر کروی بی ثبات می گردد و در اولین فروپاشی و بازگشت ، شکسته و به بسیاری از حباب های کوچکتر تقسیم می گردد . ابر حاصله از حباب های کوچکتر بسرعت پخش

می شود . با وجود هر گونه انحرافی از شکل کروی در حقیقت فروپاشی روندی شدید است که با صدا همراه بوده و استعداد ایجاد صدمه مادی به سطوح مجاور را دارد . در دو بخش بعدی این عواقب را مورد بررسی قرار خواهیم داد .

۶-۳ صدمه کاویتاسیون



شکل ۶-۳ عکس صدمه کاویتاسیون موضعی وارده بر روی پره های پروانه یک پمپ با جریان مختلط که از آلیاژ با پایه آلومینیوم ساخته شده است .



شکل ۶-۴ صدمه کاویتاسیون بر روی پره های یک توربین فرانسیس در خروج

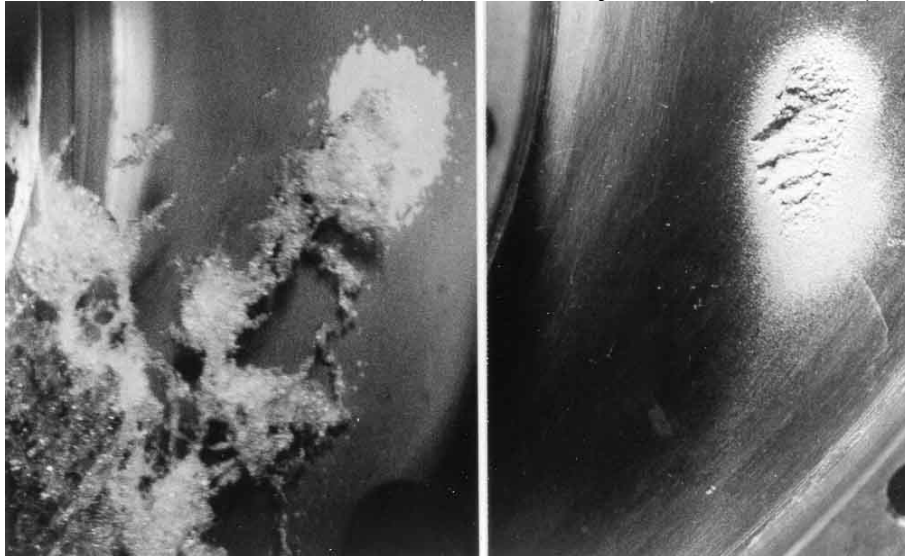


شکل ۵-۶ صدمه کاویتاسیون بر روی دیواره بتنی لوله سر ریز Arizona به قطر ۱۵/۲ متر در سد Hoover. سوراخ به طول ۳۵ متر، عرض ۹ متر و عمق ۱۳/۷ متر ایجاد کرده است.

شاید شایع ترین مسئله ای که کاویتاسیون ایجاد می کند، صدمه مادی است که توسط فروپاشی حباب های کاویتاسیون در مجاورت سطوح جامد ایجاد می گردد. در نتیجه در سال های اخیر، این جنبه از کاویتاسیون با جدیت و شدت زیادی مورد مطالعه قرار گرفته است (برای مثال، نگاه کنید به ASTM-۱۹۶۷، Knapp، Daily، و Hammitt-۱۹۷۰، Thiruvengadam-۱۹۶۷، ۱۹۷۴). مسئله، از این نظر که شامل جزئیات تاثیر جریان پیچیده ناپایدار همراه با واکنش ماده خاص سازنده سطح جامد است، پیچیده می شود.

همانگونه که در بخش قبل ملاحظه شد، فروپاشی حباب کاویتاسیون در روندی شدید، اختلال های بسیار زیاد موضعی با دامنه بزرگ و تغیرات ناگهانی در مایع در نقطه فروپاشی ایجاد می نماید. اگر این فروپاشی نزدیک به سطح جامد وقوع یابد، این اختلال های شدید، تنش های گذرای سطحی کاملاً موضعی ایجاد می نمایند. تکراری در پی این بارگذاری های ناشی از فروپاشی انبوه حباب ها می تواند باعث بروز شکست خستگی موضعی در سطح شده و قطعاتی از مواد روی سطح را جدا کند. این توضیح در مورد صدمات ناشی از کاویتاسیون عموماً مورد قبول می باشد و با ظاهر صدمات کاویتاسیونی در اغلب اوقات سازگاری دارد. برخلاف فرسایش سطح توسط ذرات جامد درون جریان که در آن ظاهر سطح بصورت نرمی سائید می شود ولی خراش های ناشی از ذرات بزرگتر روی آن مشهود است، صدمه کاویتاسیون دارای نمود بلوری و دنداندار ناشی از شکست خستگی است. برای نشان دادن این پدیده، عکسی از صدمه ناشی از کاویتاسیون موضعی روی پره یک پمپ با جریان محوری که از آلیاژ باپایه آلومینیوم ساخته شده

در شکل ۶-۳ گنجانده شده است. صدمه گسترده تر در شکل ۶-۴ نشان داده شده که در آن پره های توربین فرانسس در خروج را نمایش می دهد، در اینجا صدمه کاویتاسیون به عمق پره ها نفوذ کرده است. صدمات کاویتاسیون می تواند در مقیاس بسیار بزرگتری نیز وقوع یابد. بعنوان مثال در شکل ۶-۵ مسیر سر ریز سد Hoover را که در اثر کاویتاسیون صدمه خورده است را نشان می دهد (Warnock-۱۹۴۵، Falvey-۱۹۹۰).



شکل ۶-۶ دید محوری از ورودی پروانه یک پمپ سانتریفوژ که پدیده کاویتاسیون و صدمه ناشی از کاویتاسیون روی نافی یا صفحه زیرین را نشان می دهد. دو عکس از یک محل گرفته شده، عکس سمت چپ الگوی نمونه کاویتاسیون را در زمان عبور جریان، و عکس سمت راست صدمه نمونه کاویتاسیون را نمایش می دهد. بخش هایی از پره ها را میتوان در گوشه سمت چپ بالا و سمت راست پائین عکس ها ملاحظه نمود، جهت جریان نسبت به پره ها از سمت چپ پائین به طرف سمت راست بالا می باشد. لبه هادی پره در سمت خارج از حوزه دید و در سمت چپ بالای عکس قرار دارد.

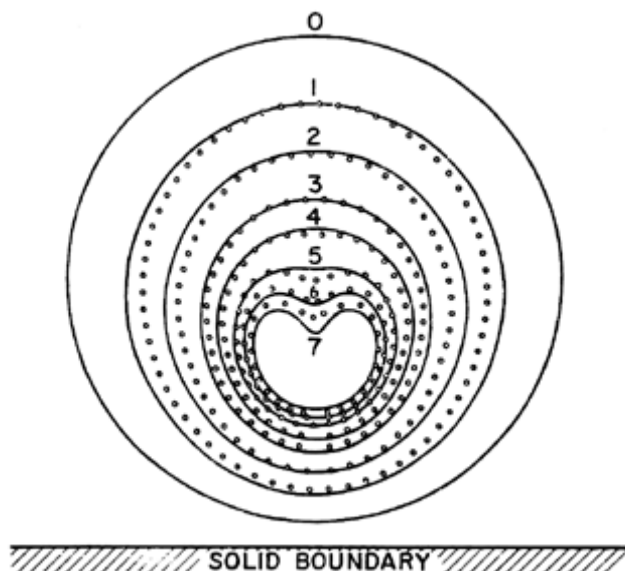
در تجهیزات هیدرولیکی مانند پروانه پمپ ها یا ملخ کشتی ها، اغلب مشاهده می شود صدمه کاویتاسیون بصورت کاملاً موضعی روی سطوح رخ می دهد. این عموماً ناشی از فروپاشی همسان و تناوبی ابری از حباب های کاویتاسیونی است. در تجهیزات آزمایش کاویتاسیون با خاصیت آهنبائی - کشسانی نیز این حالت وجود دارد (Knapp، Daily و Hammitt - ۱۹۷۰). در بسیاری از پمپ ها، طبیعتاً این حالت تناوبی ناشی از گرداب های کاویتاسیونی است که منظمأ افشانه می شوند، یا واکنش به اختلال های تناوبی است که بر جریان تحمیل می گردد. نمونه هایی از این نوع نوسان های تحمیلی، تعامل بین یک ردیف از پره های روتور و یک ردیف از پره های استاتور، و یا تعامل بین ملخ کشتی ها و پس اثر نا یکنواخت انتهای کشتی است. تقریباً در اکثریت قریب به اتفاق این حالت ها، فروپاشی همسان ابر حباب ها میتواند موجب صدای شدید تر و پتانسیل بیشتر ایجاد صدمه نسبت به جریان مشابه غیر نوسانی شود. در نتیجه، صدمه روی سطح جامد نزدیک به محل فروپاشی ابر حباب ها شدید تر است. نمونه ای از این پدیده در شکل ۶-۶ نشان داده شده، که از نوشته Soyama، Kato و Oba (۱۹۹۲) استخراج گردیده است. در این حالت، ابر حباب های کاویتاسیونی که از لبه هادی پره یک پمپ سانتریفوژ افشانه شده، در حال فروپاشی در محل خاصی است که الگوی کاویتاسیونی آن در

عکس سمت چپ دیده می شود . این منجر به ایجاد صدمه موضعی نشان داده شده در عکس سمت راست گردیده است .

در حال حاضر ، فعالیت های پژوهشی متعددی روی دینامیک ابر های کاویتاسیونی تمرکز یافته است . این مطالعات نشان می دهند که فرو پاشی همسان می تواند شدت بیشتری نسبت به حباب های منفرد ایجاد نماید ، ولی توضیح پایه ای در مورد دلایل افزایش صدا و پتانسیل صدمه ، هنوز روشن نمی باشد .

۴-۶ سازوکار صدمه کاویتاسیونی

اختلال های شدید ناشی از فروپاشی حباب های کاویتاسیونی می تواند دارای دو منشاء جداگانه باشد . اولین منشاء به این حقیقت مرتبط است که شکل حباب در حال فروپاشی ممکن است بی ثبات گردد . Ellis و Naude (۱۹۶۱) و Ellis و Benjami (۱۹۶۶) مشاهده کردند که با وقوع فروپاشی در نزدیک یک سطح جامد ، شکل در حال تغییر متقارن کروی ، در بخشی که از دیوار دور تر است (نگاه کنید به شکل ۶-۷) ، به صورت فواره ای از مایع پر شتاب بدل می شود . در مورد این " فواره رو ب داخل " ، Plesset و Chapman (۱۹۷۱) محاسباتی عددی انجام دادند که توافق خوبی با مشاهدات تجربی Bolle و Lauterborn (۱۹۷۵) داشتند . از آن زمان به بعد روش های تحلیلی دیگری برای مطالعه تغییرات پارامتری جریان بکار گرفته شد . Blake و Gibson (۱۹۸۷) ، این روش ها را مورد بررسی قرار داده اند . این " ریز فواره " می تواند سرعت های بسیار زیادی کسب نماید ، به نحوی که ضربه آن روی طرف دیگر حباب ، امواج شوک ایجاد نموده و باعث بارگذاری ضربه ای کاملاً موضعی و متمرکزی روی سطح مجاور گردد .



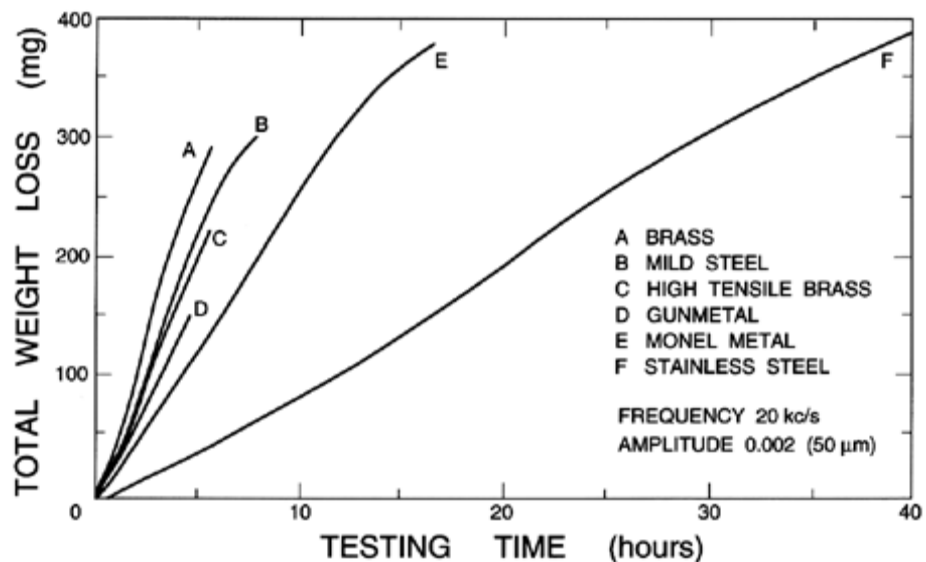
شکل ۶-۷ فروپاشی یک حباب کاویتاسیون نزدیک به یک مرز جامد . شکل های تئوری Plesset و Chapman (۱۹۷۱) با خطوط پر ، در مقایسه با مشاهده های تجربی Lauterborn و Bolle (۱۹۷۵) با نقطه چین ، نشان داده شده است .

ضمناً متذکر می شویم که این اصلی است که اساس کار بمب ضد زیر دریائی نیز می باشد . انفجار اولیه صدمه کمی وارد می کند ، ولی حباب بسیار بزرگی ایجاد می شود که با فروپاشی آن ، فواره

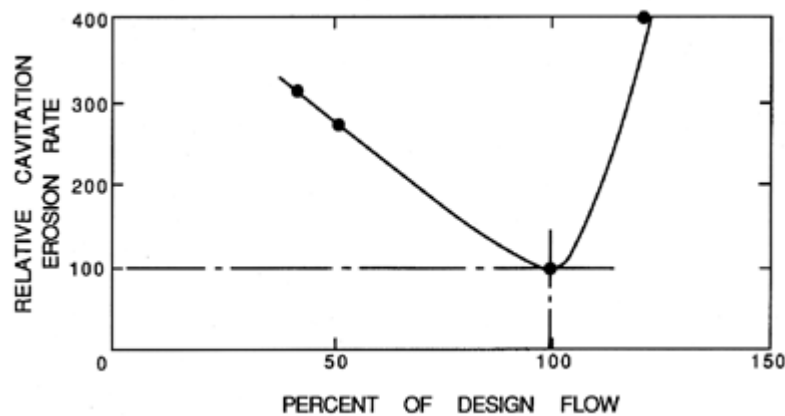
ای بدخل شکل می گیرد که جهت آن بطرف سطح جامد مجاور است. اگر این سطح، بدنه یک زیردریایی باشد، فروپاشی حباب می تواند صدمه عمده ای به کشتی وارد نماید. همچنین جالب توجه است که اگر حبابی، در نزدیکی سطح بسیار منعطف و یا سطح آزادی دچار فروپاشی گردد فواره ای از طرف مجاور این سطح بطرف آن ایجاد می شود و در نتیجه در خلاف جهت حرکت می کند. بعضی از محققین، امکان کمینه کردن صدمه کاویتاسیون را با استفاده از پوشش منعطف سطح برای کمینه کردن تشکیل ریزفواره ها، مورد پژوهش قرار داده اند.

دومین اختلال شدید زمانی رخ میدهد که بقایای ابر حباب ها، که پس از ایجاد ریزفواره باقی می ماند، به حجم کمینه گاز/بخار خود فرو پاشیده، و دومین موج شوک را ایجاد نماید که به سطح مجاور برخورد کند. ایجاد موج شوک در زمان فاز ضربه برگشت حرکت حباب، اولین بار توسط محاسبات Hickling و Plesset (۱۹۶۴) نشان داده شد. در تاریخ های بعد Shima و دیگران (۱۹۸۱) مشاهدات جالبی از موج شوک کروی با استفاده از روش عکسبرداری Schlieren، انجام دادند، و Akamatsu و Fujikawa (۱۹۸۰) از مواد جامد فتوالاستیک برای مطالعه امواج تنشی ایجاد شده در ماده جامد، استفاده کردند. اگر چه آنها فقط امواج تنشی ناشی از فروپاشی بقایای ابر حبابی و نه تشکیل ریز فواره را مشاهده نمودند، Kimoto متعاقباً نشان داد که هم ریزفواره و هم بقایای ابر، امواج تنشی در جسم جامد ایجاد می کنند. اندازه گیری های وی نشان داد بارگذاری سطحی ناشی از بقایای ابر تقریباً دوتا سه برابر اثری است که توسط ریزفواره ایجاد می شود.

تا زمان های اخیر، عملاً اکثر مشاهدات مشروح مربوط به فروپاشی حباب های کاویتاسیون در مایعات ساکن صورت می گرفت. معذالک، مشاهدات متعدد اخیر تردید هائی در مورد ارتباط این نتایج با اکثر سامانه های جاری را مطرح نمود. Brennen و Ceccio (۱۹۹۱) مشاهدات مشروحي در مورد فروپاشی حباب های در حال کاویتاسیون در جریان های اطراف اجسام بعمل آوردند و مشاهده نمودند که قبل از فروپاشی، این حباب ها اغلب توسط بُرش لایه مرزی یا درهم بودن جریان، دچار تغییر شکل می گردند. بعلاوه Chahine (مکاتبه شخصی) محاسباتی شبیه به محاسبات Plesset و Chapman انجام داده ولی چرخش ناشی از بُرش را نیز در نظر گرفته و به این یافته رسیده که ریزفواره بنحو چشمگیری توسط جریان، اصلاح و کاهش می یابد.



شکل ۸-۶ نمونه هائی از کاهش وزن ناشی از صدمه های کاویتاسیون بصورت تابعی از زمان . داده ها توسط آزمایش های ارتعاشی با مواد مختلف تهیه شده است .

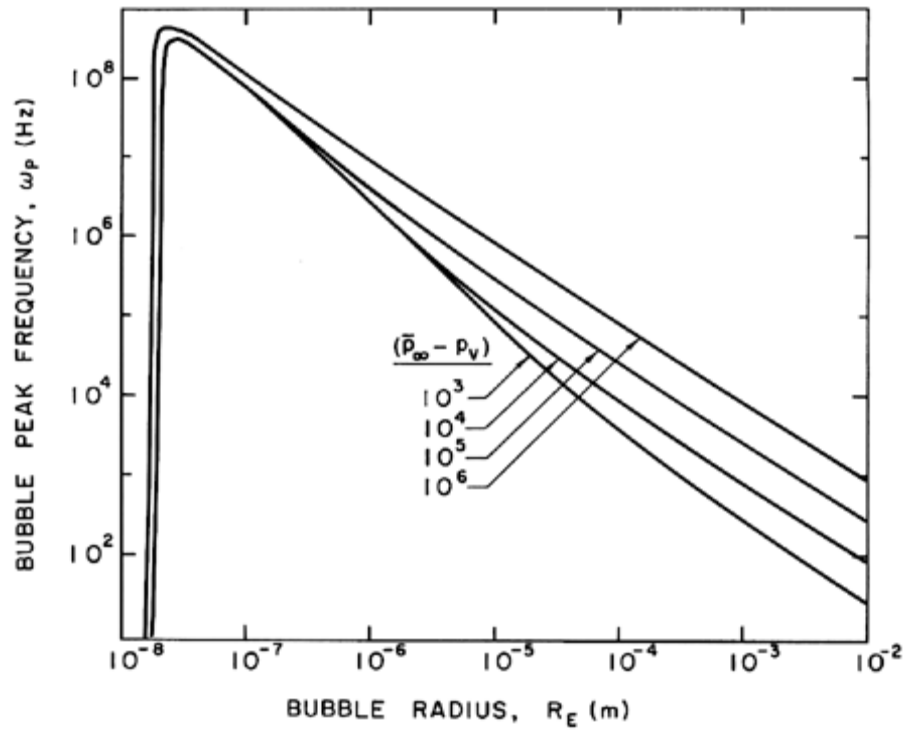


شکل ۹-۶ نرخ فرسایش ناشی از کاویتاسیون در یک پمپ سانتریفوژ بصورت تابعی از گذر جریان نسبت به گذر جریان طراحی .

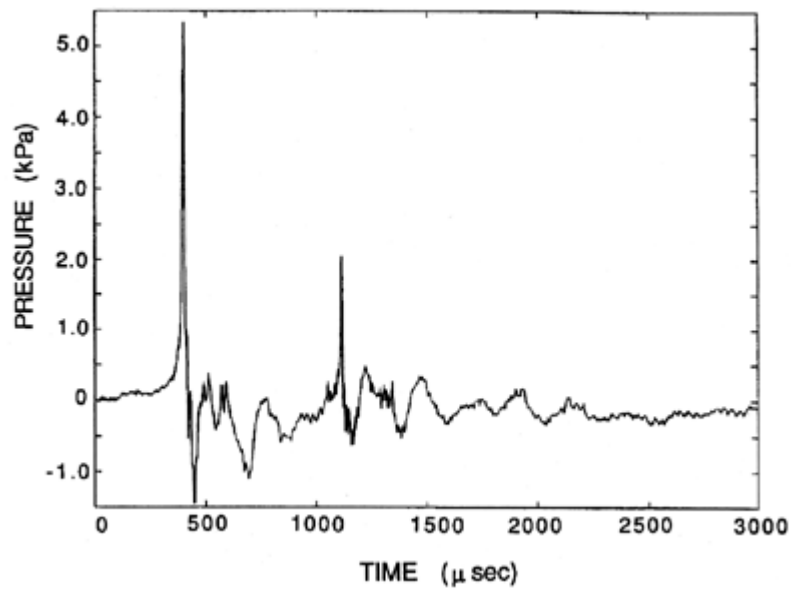
جنبه مهم دیگر از پدیده صدمه کاویتاسیون ، واکنش ماده در مرز جامد به بارگذاری ناشی از شوک های مکرر (یا " چکش آبی ") است . معیار های مختلفی برای تعیین مقاومت مواد خاص در مقابل صدمه کاویتاسیون پیشنهاد شده است (برای نمونه ، نگاه کنید به Thiruvengadam-1967) . این معیار ها عمدتاً ذهنی و تجربی می باشند ، و در اینجا بازبینی نمی شوند . خواننده برای مطالعه گزارش مشروح در مورد مقاومت نسبی مواد مختلف در مقابل صدمه کاویتاسیون به نوشته Daily، Knapp و Hammitt (1970) رجوع کند . اغلب این مقایسه ها بر اساس آزمایش در سامانه های در حال جریان نبوده بلکه نتایج حاصل از واکنش نمونه های مواد مختلف است که در داخل حمامی از مایع ساکن با فرکانس زیاد (20 KHz) لرزانه شوند . نمونه ها در فواصل زمانی منظم برای تعیین مواد اتلافی ، توزین می شوند که نتایج به صورت نمونه در شکل ۸-۶ نشان داده شده است . توجه شود وفق این داده ها ، نرخ نسبی فرسایش را میتوان بصورت تقریبی با مقاومت ساختمانی ماده مرتبط نمود . بعلاوه ، نرخ فرسایش لزوماً با زمان ثابت باقی نمی ماند . این اثر ممکن است ناشی از اختلاف های بین پاسخ حباب در حال فروپاشی به سطح صاف در مقایسه با سطحی باشد که قبلاً در اثر صدمه زبر و ناهموار شده است . نهایتاً ، توجه شود که کم شدن وزن هر ماده فقط پس از مدت معینی از دوره نگهداری شروع می گردد .

داده های مربوط به نرخ فرسایش در پمپ ها بسیار محدود می باشد زیرا زمان لازم برای انجام این آزمایش ها طولانی است . داده های موجود (Mansell 1974) نشان می دهد که نرخ فرسایش ، تابعی از شرایط کار یعنی عدد کاویتاسیون و ضریب جریان است . نفوذ پارامتر دوم در شکل ۹-۶ به نمایش گذاشته شده است . این منحنی اساساً بازتابی است از آنچه در شکل های ۱۶-۵ و ۱۷-۵ نشان داده شده است . در شرایط خارج از طراحی ، افزایش زاویه برخورد منجر به افزایش کاویتاسیون می گردد و در نتیجه اتلاف وزن افزایش می یابد .

۵-۶ صدای کاویتاسیون



شکل ۱۰-۶ فرکانس طبیعی حباب ω_p بر حسب Hz بصورت تابعی از شعاع حباب و اختلاف بین فشار تعادل و فشار بخار (بر حسب N/m^2) برای آب در دمای 300°K .



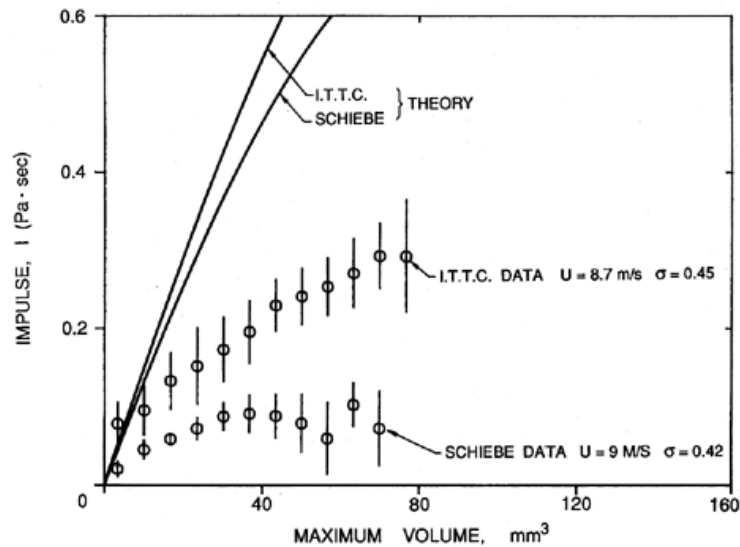
شکل ۱۱-۶ سیگنال نمونه صوتی ناشی از یک حباب در حال فروپاشی

شدت فروپاشی حباب کاویتاسیون نیز صدا تولید می کند . در بسیاری از شرایط عملی ، اهمیت صدا نه فقط بخاطر لرزه هائی است که ایجاد می کند بلکه همچنین بسبب اعلام وجود کاویتاسیون و بنابراین خطر بروز صدمه کاویتاسیون می باشد . در حقیقت ، غالباً بزرگی صدای کاویتاسیون بعنوان معیار خامی برای اندازه گیری نرخ فرسایش کاویتاسیون مورد استفاده قرار می گیرد . بعنوان نمونه ، Angell و Lush (۱۹۸۴) نشان داده اند که در یک جریان مشخص و بازاء عدد کاویتاسیون معین ، نرخ اتلاف وزن بسبب صدمه کاویتاسیون ، در تغیر سرعت جریان ، با صدا مرتبط است .

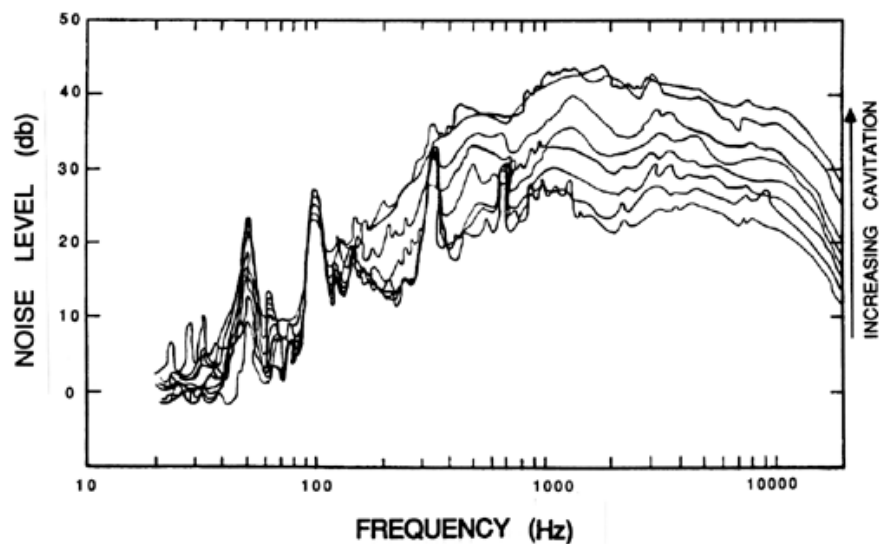
قبل از هرگونه بحثی در مورد صدای کاویتاسیون ، شناختن فرکانس طبیعی حباب منفردی که در مایع ساکنی به نوسان در آید مفید است . این فرکانس طبیعی را میتوان از معادله Rayleigh-Plesset (معادله ۶-۱) با جایگزینی عبارتی شامل یک عدد ثابت ، R_E بعلاوه یک اختلال کوچک سینوسی با دامنه \Re در فرکانس عمومی ω ، بجای $R(t)$ ، تعین نمود . نوسان های حالت پایدار مانند این مورد ، فقط با اعمال فشار $p(t)$ ، شامل یک مقدار ثابت \bar{p} بعلاوه یک اختلال کوچک سینوسی با دامنه \bar{p} در فرکانس ω ، حفظ می گردد . با تامین رابطه بین اختلال های خطی \Re و \bar{p} از معادله Rayleigh-Plesset ، میتوان دریافت که نسبت \Re / \bar{p} به ازای فرکانس تشدید شده ω_p دارای بیشینه بصورت زیر است :

$$\omega_p = \left[\frac{3(\bar{p} - p_v)}{\rho_L R_E^2} + \frac{4\zeta}{\rho_L R_E^3} - \frac{8V^2}{R_E^4} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots(۶-۱۴)$$

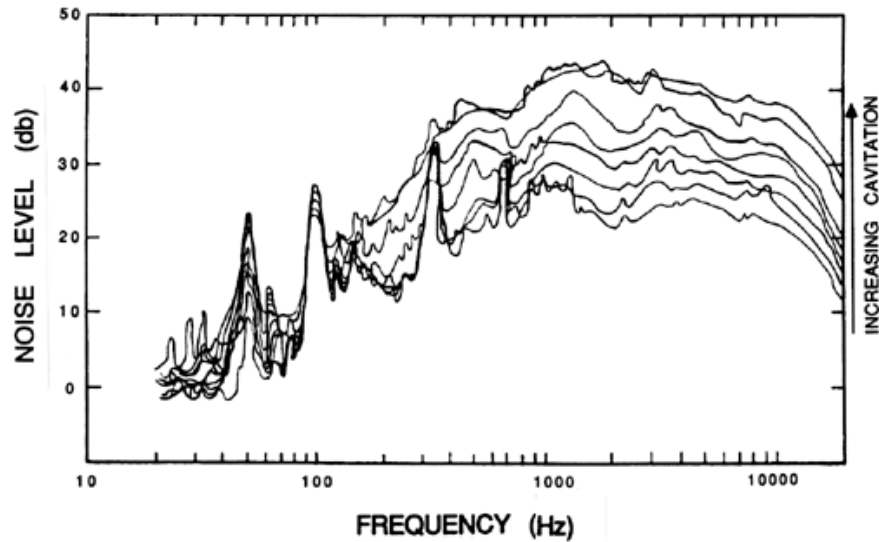
نتایج این محاسبات برای حباب ها در آب با دمای $300^\circ K$ در شکل ۶-۱۰ به ازای سطوح مختلف فشار متوسط ، \bar{p} نشان داده شده است . توجه شود که حباب های کوچکتر از $0.2 \mu m$ بصورت فوق بحرانی میرا شده اند . هسته های کاویتاسیون در اندازه های نمونه $10 \rightarrow 100 \mu m$ دارای فرکانس های تشدید در دامنه $10 \rightarrow 100 kHz$ می باشند . اگرچه هسته ها تا اندازه زیادی بصورت غیر خطی توسط کاویتاسیون ، تحریک می شوند ، میتوان انتظار داشت که طیف صدائی که این فرایند ایجاد می کند دارای بیشینه ای در فرکانس اوج است که متناظر با اندازه اکثریت غالب هسته هائی است که در کاویتاسیون شرکت می کنند . این بطور نمونه متناظر با شعاع بحرانی است که با فرمول ۶-۱۳ بیان می شود . برای مثال ، اگر اندازه بحرانی هسته ها در دامنه $10-100 \mu m$ باشد وفق شکل ۶-۱۰ میتوان انتظار داشت که فرکانس صدای کاویتاسیون در دامنه $10-100 kHz$ است . این در واقع دامنه نمونه فرکانس هائی است که در کاویتاسیون ایجاد می شود .



شکل ۱۲-۶ ضربه صوتی، I که در اثر فروپاشی یک حباب واحد کاویتاسیونی ایجاد می‌گردد. داده‌ها برای دو جسم متقارن محوری بعنوان تابعی از حجم بیشینه، پیش از فروپاشی نشان داده شده است. همچنین نتایج معادل از تحلیل‌های معادله Rayleigh-Plesset ترسیم شده است.



شکل ۱۳-۶ طیف صدای نمونه حاصل از کاویتاسیون حباب برای اعداد کاویتاسیون مختلف نشان داده شده است.



شکل ۱۴-۶ طیف نمونه که افزایش صدا را با افزایش عدد کاویتاسیون در یک پمپ با جریان محوری نشان میدهد .

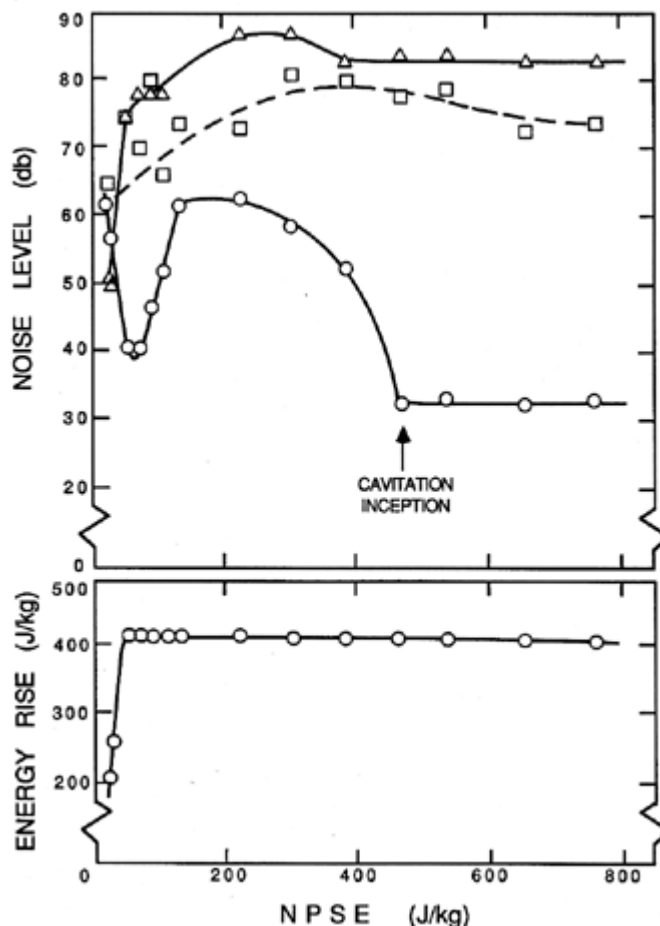
Fitzpatrick و Strasberg (۱۹۵۶) ، اولین پژوهشگرانی بودند که از معادله-Raileigh Plesset ، برای پیش بینی صدای ناشی از فروپاشی حباب ها ی منفرد و طیفی که چنین فرایندی ایجاد می کند ، استفاده شایانی کردند . در تاریخ های بعد ، Brennen و Ceccio (۱۹۹۱) صدای حباب های منفرد در حال کاویتاسیون را در جریان ، ثبت نمودند . سیگنال نمونه صوتی در شکل ۱۱-۶ نشان داده شده است . پالس مثبت که در حدود $450 \mu s$ رخ می دهد ، متناظر با اولین فروپاشی حباب است . از آنجائی که فشار صوتی منتشره در این مورد ، p_A با مشتق دوم حجم حباب ، $V(t)$ با رابطه زیر مرتبط است .

$$p_A = \frac{\rho_L}{4\pi\ell} \frac{d^2V}{dt^2} \quad \dots(۶-۱۵)$$

(که ℓ در آن، فاصله اندازه گیری شده از مرکز حباب است) ، پالس متناظر با مقادیر بسیار بزرگ d^2V/dt^2 است و زمانی روی می دهد که حباب، به اندازه کمینه اش در وسط زمان فروپاشی نزدیک است. متعاقب اولین پالس وفق شکل ۱۱-۶ ، نوسان هائی رخ می دهد که مرتبط با تاسیسات است و سپس دومین پالس در حدود $1100 \mu s$ وقوع می یابد . این متناظر با دومین فروپاشی است ، در این آزمایش های خاص ، فروپاشی های دیگری مشاهده نگردیده است . معیار خوبی برای مقدار پالس فروپاشی در شکل ۱۱-۶ ، ضربه صوتی ، I می باشد که بعنوان سطح زیر منحنی تعریف شده است یا :

$$I = \int_{t_1}^{t_2} p_A dt \quad \dots(۶-۱۶)$$

که ، t_1 و t_2 زمان های قبل و بعد از رخ دادن پالس است و در آنها $p_A = 0$ می باشد . در شکل ۶-۱۲ ، پالس های صوتی برای کاویتاسیون روی دو جسم محوری متقارن (اجسام ITTC و Schiebe) ، با پالس های که از انتگرال گیری معادله Raileigh-Plesset ، حاصل می شوند مقایسه شده است . از آنجائی که در این محاسبات نظری فرض شده که حباب بشکل کره باقی می ماند ، اختلاف حاصله بین نتایج تجربی و نظری خیلی غیر عادی نمی باشد . در حقیقت تفسیر خوشبینانه شکل ۶-۱۲ این است که محاسبات نظری می توانند شدت صدای ایجاد شده در یک حباب منفرد را با تقریب مرتبه بزرگی ، تامین نمایند . سپس این نتیجه با چگالی توزیع تعداد هسته ها برای حصول معیاری از صدای تولیدی ترکیب می گردد (Brennen-۱۹۹۴) .



شکل ۶-۱۵ رابطه بین عملکرد کاویتاسیونی ، صدا و لرزش ایجاد شده در سه سطح فرکانس در یک پمپ سانتریفوژ ، سه سطح فرکانس عبارتند از : فرکانس محور (مربع ها) ، فرکانس عبور پره ها (مثلث ها) و فرکانس ۴۰ kHz (دایره ها) .

صدای نمونه ناشی از حباب منفرد وفق شکل ۶-۱۱ منجر به طیف نشان داده شده در شکل ۶-۱۳ می گردد. اگر رویدادهای کاویتاسیونی در زمان بصورت تصادفی (رندُم) توزیع شوند، نتیجه متناظر با طیف کلی صدای کاویتاسیون خواهد بود. این طیف شامل فرکانس های مشخصه ای در دامنه $50 \text{ kHz} \rightarrow 1$ است (افت سریع در فرکانس حدود 80 kHz نشان دهنده محدودیت عملکرد هیدروفونی است که در اندازه گیری ها مورد استفاده بوده است). نمونه اندازه گیری های صدای حاصل از کاویتاسیون در یک پمپ محوری در شکل ۶-۱۴ نشان داده شده که مشخصه های مشابهی با شکل ۶-۱۳ دارد. سیگنال در شکل ۶-۱۴ بروشنی شامل بعضی از فرکانس های محور یا عبور پره ها است که در غیاب کاویتاسیون رخ می دهند، ولی ممکن است توسط کاویتاسیون، تقویت و یا تضعیف شوند. شکل ۶-۱۵ شامل داده های حاصل از سطح صدای کاویتاسیون در یک پمپ سانتریفوژ است. توجه شود که سطح صدا در فرکانس 40 kHz با شروع کاویتاسیون، افزایش ناگهانی نشان می دهد، از جهت دیگر سطح صدا در فرکانس های محور و عبور پره ها فقط تغیرات جزئی با عدد کاویتاسیون را نشان می دهند. کاهش در سطح صدای کاویتاسیون در فرکانس 40 kHz با فرا رسیدن نقطه شکست کاویتاسیون نیز از مشخصه های عمومی اندازه گیری های سطح صدای کاویتاسیون است.

سطح صدای تولید شده توسط جریان در حال کاویتاسیون، ناشی از دو عامل است، یکی ضربه I ، که در هر رویدادی ایجاد می شود (معادله ۶-۱۶) و دیگری نرخ رویداد یا تعداد رویدادها در ثانیه، \dot{N}_E . بنابراین سطح فشار صوتی، p_S برابر است با:

$$p_S = I \dot{N}_E \quad \dots (6-17)$$

در اینجا، به اختصار در مورد مقیاس بندی دو جزء I و \dot{N}_E و در نتیجه مقیاس بندی سطح صدای کاویتاسیون، p_S بحث می نمائیم. تاکید می کنیم که بعضی از ضریب های تناسب که در محاسبات گمی لازم می باشند در معادله های زیر حذف شده اند.

هم مشاهدات تجربی و هم محاسبات بر اساس معادله Raileigh-Plesset نشان می دهد ضربه بدون بُعد حاصل از یک رویداد کاویتاسیون که با رابطه زیر بیان می شود:

$$I^* = 4\pi\ell / \rho U D^2 \quad \dots (6-18)$$

(و در آن U و D سرعت و طول مرجع جریان می باشد)، با حجم بیشینه حباب کاویتاسیون (شعاع حجمی بیشینه معادل R_M) رابطه بسیار موثری داشته و عملاً مستقل از سایر پارامتر های جریان ظاهر می شود. بیان این رابطه بصورت بی بُعد بصورت زیر است:

$$I^* \approx R_M^2 / D^2 \quad \dots (6-19)$$

بنابراین:

$$I \approx \rho U R_M^2 / \ell \quad \dots (6-20)$$

ارزیابی ضربه ناشی از رویداد واحد با تخمین اندازه بیشینه حباب R_M تکمیل می گردد. بعنوان مثال، پیش از این R_M را برای حباب متحرک کاویتاسیون تخمین زدیم (معادله ۶-۱۲)، و معلوم شد که این پارامتر، بازاء عدد کاویتاسیون معینی، مستقل از U می باشد. بنابراین در این حالت I بصورت خطی با U مربوط است.

مدل سازی در مورد نرخ رویدادها، \dot{N}_E میتواند از آنچه ابتدا بنظر می رسد، پیچیده تر باشد. اگر همه هسته هائی که از یک لوله جریان معین جریان می یابند (مثلاً با سطح مقطع A_N در پادجریان مرجع)، دچار کاویتاسیون مشابهی شوند بنابراین به روشنی نتیجه زیر حاصل می گردد:

$$\dot{N}_E = N A_N U \quad \dots (6-21)$$

که در آن N چگالی هسته ها (تعداد هسته ها در واحد حجم) می باشد. بنابراین سطح فشار صوتی با جایگزینی معادله های ۶-۲۱، ۶-۲۰، و ۶-۱۲ در معادله ۶-۱۷ بصورت زیر تعیین می شود:

$$p_s \approx \rho U^2 (-\sigma - C_{p \min})^2 A_N N D^2 / \ell \quad \dots (6-22)$$

که در آن بعضی از ثابت ها که از مرتبه واحد می باشند، حذف شده است. برای حالتی که مورد بحث قرار گرفت، معادله ۶-۲۲، سطح فشار صوتی را با U^2 و D^4 مقیاس نموده است (زیرا A_N با D^2 متناسب است). این مقیاس بندی با سرعت، با اغلب مشاهدات انجام شده در جریان حباب های ساده متحرک، تطبیق دارد (بعنوان مثال، Blake، Wolpert و Geib-۱۹۷۷، Arakeri و Shangumarathan-۱۹۸۵). معذالک تعدادی از عوامل پیچیده کننده نیز وجود دارد. اولاً، همانگونه که پیشتر از این در بخش ۶-۲ بحث شد، فقط هسته هائی که بزرگتر از اندازه بحرانی معین، R_C می باشند، عملاً رشد کرده و به حباب کاویتاسیونی تبدیل می گردند، و از آنجائی که R_C تابع σ و سرعت U می باشد، N نیز تابع R_C و U خواهد بود. و چون R_C با افزایش U کاهش می یابد، بنابراین p_s تابع قانون توانی سرعت یعنی بصورت U^m خواهد بود که در آن m بزرگتر از ۲ است.

برای کاویتاسیونی که با نوسان های درهمی مانند فواره درهم، ایجاد می شود، قانون های مقیاس بندی متفاوتی بکار می روند (بعنوان مثال نگاه کنید به: Ooi-۱۹۸۵، Franklin و McMillan-۱۹۸۴). سپس برآورد، اختلاف فشار نمونه و زمان اعمال این اختلاف فشار به هسته هنگامی که در امتداد یک مسیر تقریباً لاگرانژی در جریان درهم حرکت می کند، بسیار مشکل تر است. در نتیجه، برآورد سطح فشار صوتی ناشی از کاویتاسیون در جریان های درهم و مقیاس بندی این صوت با سرعت، بسیار کم فهمیده شده است.

- ⊕ ASTM (Amer. Soc. for Testing and Materials). (1967). Erosion by cavitation or impingement. *ASTM STP408*.
 - ⊕ Arakeri, V.H. and Shangumanathan, V. (1985). On the evidence for the effect of bubble interference on cavitation noise. *J. Fluid Mech.*, **159**, 131--150.
 - ⊕ Benjamin, T.B. and Ellis, A.T. (1966). The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Phil. Trans. Roy. Soc., London, Ser. A*, **260**, 221--240.
 - ⊕ Blake, F.G. (1949). The onset of cavitation in liquids: I. *Acoustics Res. Lab., Harvard Univ., Tech. Memo. No. 12*.
 - ⊕ Blake, W.K., Wolpert, M.J., and Geib, F.E. (1977). Cavitation noise and inception as influenced by boundary-layer development on a hydrofoil. *J. Fluid Mech.*, **80**, 617--640.
 - ⊕ Blake, J.R. and Gibson, D.C. (1987). Cavitation bubbles near boundaries. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **19**, 99--124.
 - ⊕ Brennen, C.E. (1994). *Cavitation and bubble dynamics*. Oxford Univ. Press.
-
- ⊕ Ceccio, S.L. and Brennen, C.E. (1991). Observations of the dynamics and acoustics of travelling bubble cavitation. *J. Fluid Mech.*, **233**, 633--660. Corrigenda, **240**, 686.
 - ⊕ Falvey, H.T. (1990). Cavitation in chutes and spillways. *US Bur. of Reclamation, Eng. Monograph No. 42*.
 - ⊕ Fitzpatrick, H.M. and Strasberg, M. (1956). Hydrodynamic sources of sound. *Proc. First ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*, 241--280.
 - ⊕ Franklin, R.E. and McMillan, J. (1984). Noise generation in cavitating flows, the submerged jet. *ASME J. Fluids Eng.*, **106**, 336--341.
 - ⊕ Fujikawa, S. and Akamatsu, T. (1980). Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid. *J. Fluid Mech.*, **97**, 481--512.
 - ⊕ Grist, E. (1974). NPSH requirements for avoidance of unacceptable cavitation erosion in centrifugal pumps. *Proc. I.Mech.E. Conf. on Cavitation*, 153--163.
 - ⊕ Hickling, R. and Plesset, M.S. (1964). Collapse and rebound of a spherical bubble in water. *Phys. Fluids*, **7**, 7--14.
 - ⊕ Hobbs, J.M., Laird, A., and Brunton, W.C. (1967). Laboratory evaluation of the vibratory cavitation erosion test. *Nat. Eng. Lab. (U.K.), Report No. 271*.
 - ⊕ Kimoto, H. (1987). An experimental evaluation of the effects of a water microjet and a shock wave by a local pressure sensor. *ASME Int. Symp. on Cavitation Res. Fac. and Techniques*, **FED 57**, 217--224.
 - ⊕ Knapp, R.T., Daily, J.W., and Hammitt, F.G. (1970). *Cavitation*. McGraw-Hill, New York.
 - ⊕ Lauterborn, W. and Bolle, H. (1975). Experimental investigations of cavitation bubble collapse in the neighborhood of a solid boundary. *J. Fluid Mech.*, **72**, 391--

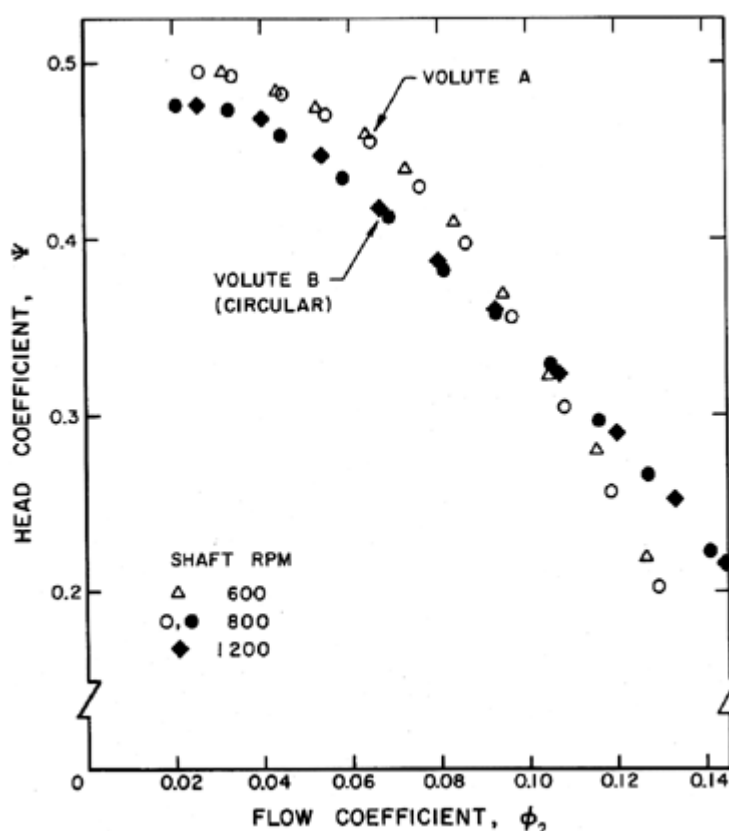
- ⌚ Lee, C.J.M. (1966). Written discussion in *Proc. Symp. on Pump Design, Testing and Operation, Natl. Eng. Lab., Scotland*, 114-115.
- ⌚ Lush, P.A. and Angell, B. (1984). Correlation of cavitation erosion and sound pressure level. *ASME J. Fluids Eng.*, **106**, 347--351.
- ⌚ Mansell, C.J. (1974). Impeller cavitation damage on a pump operating below its rated discharge. *Proc. of Conf. on Cavitation, Inst. of Mech. Eng.*, 185--191.
- ⌚ Naude, C.F. and Ellis, A.T. (1961). On the mechanism of cavitation damage by nonhemispherical cavities in contact with a solid boundary. *ASME. J. Basic Eng.*, **83**, 648--656.
- ⌚ Ooi, K.K. (1985). Scale effects on cavitation inception in submerged water jets: a new look. *J. Fluid Mech.*, **151**, 367--390.
- ⌚ Pearsall, I.S. (1966-67). Acoustic detection of cavitation. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **181**, No. 3A.
- ⌚ Pearsall, I.S. (1978). Off-design performance of pumps. *von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Lecture Series 1978-3*.
- ⌚ Plesset, M.S. (1949). The dynamics of cavitation bubbles. *ASME J. Appl. Mech.*, **16**, 228--231.
- ⌚ Plesset, M.S. and Chapman, R.B. (1971). Collapse of an initially spherical vapor cavity in the neighborhood of a solid boundary. *J. Fluid Mech.*, **47**, 283--290.
- ⌚ Plesset, M.S. and Prosperetti, A. (1977). Bubble dynamics and cavitation. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **9**, 145--185.
- ⌚ Rayleigh, Lord. (1917). On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.*, **34**, 94--98.
- ⌚ Shima, A., Takayama, K., Tomita, Y., and Muira, N. (1981). An experimental study on effects of a solid wall on the motion of bubbles and shock waves in bubble collapse. *Acustica*, **48**, 293--301.
- ⌚ Soyama, H., Kato, H., and Oba, R. (1992). Cavitation observations of severely erosive vortex cavitation arising in a centrifugal pump. *Proc. Third I.Mech.E. Int. Conf. on Cavitation*, 103--110.
- ⌚ Thiruvengadam, A. (1967). The concept of erosion strength. Erosion by cavitation or impingement. *ASTM STP 408, Am. Soc. Testing Mats.*, 22.
- ⌚ Thiruvengadam, A. (1974). Handbook of cavitation erosion. *Tech. Rep. 7301-1, Hydronautics, Inc., Laurel, Md.*
- ⌚ Warnock, J.E. (1945). Experiences of the Bureau of Reclamation. *Proc. Amer. Soc. Civil Eng.*, **71**, No.7, 1041--1056.

فصل هفتم

کاویتاسیون و عملکرد پمپ

۷-۱ مقدمه

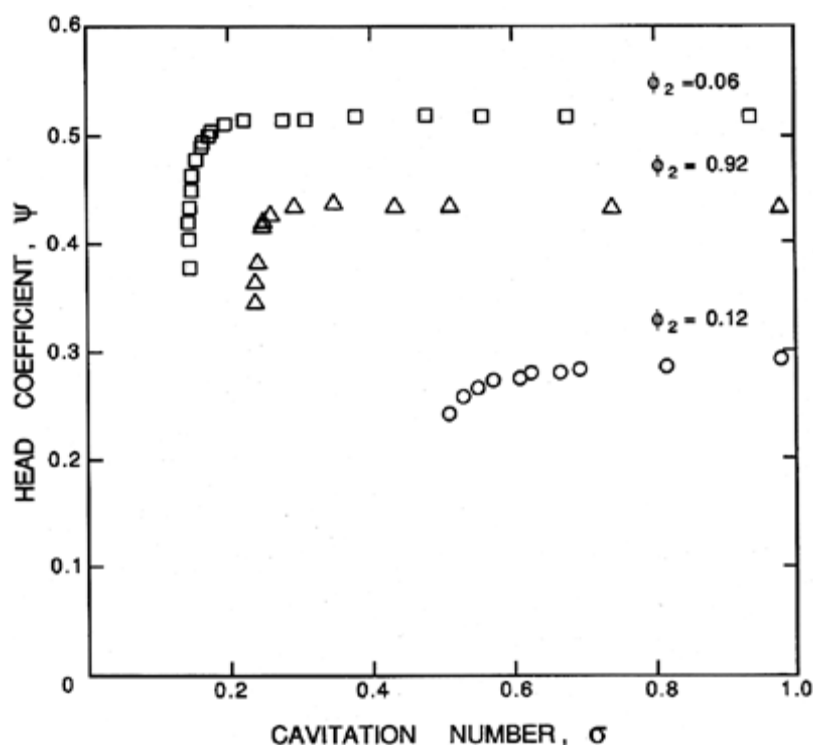
در این فصل توجه خود را به یکی دیگر از آثار مخرب کاویتاسیون ، یعنی تاثیر آن بر عملکرد حالت پایدار هیدرولیکی پمپ ، معطوف می کنیم . در بخش بعدی مثال های متعددی از آثار کاویتاسیون در پمپ های عادی را ارائه خواهیم نمود . سپس در مورد عملکرد و طراحی القاءکننده های با کاویتاسیون ، یعنی تجهیزاتی که برای بهبود عملکرد با کاویتاسیون ، به پمپ های عادی اضافه می شوند ، بحث خواهد شد . در بخش های بعد از آن ، روش های تحلیلی موجود برای ارزیابی عملکرد کاویتاسیون و آثار ترمودینامیکی فرایند تغیر فاز بر روی عملکرد ، مورد بررسی قرار خواهد گرفت .



شکل ۷-۱ عملکرد نمونه بدون کاویتاسیون یک پمپ سانتریفوژ ، یعنی پروانه X (نگاه کنید به بخش ۸-۲) با حلزونی A و حلزونی مدوری با سطح مقطع یکنواخت (حلزونی B) .

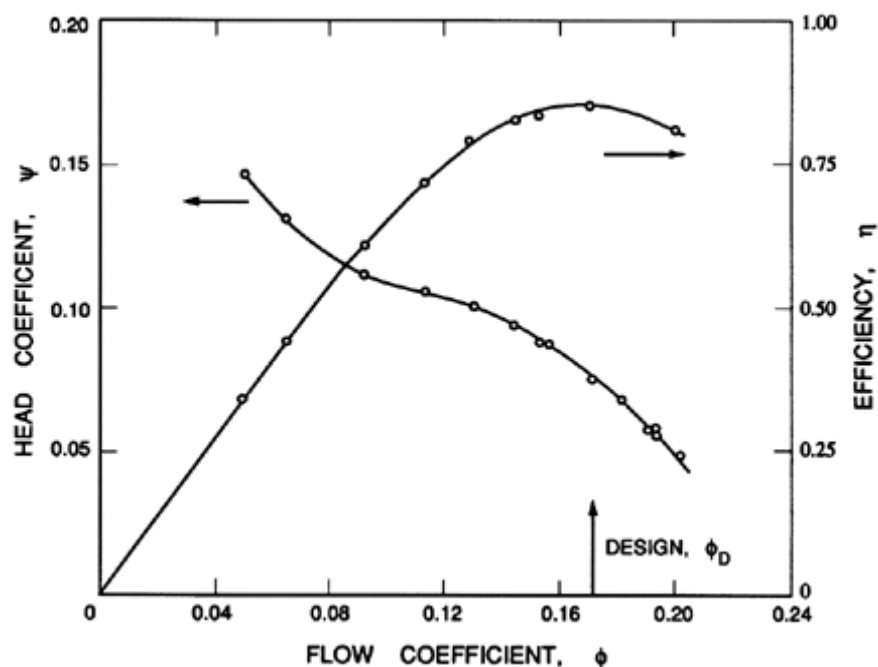
۷-۲ داده های عملکرد پمپ نمونه

در شکل ۷-۱، نمونه ای از مشخصه عملکرد بدون کاویتاسیون یک پمپ سانتریفوژ، با ترکیبی از پروانه X و حلزونی A (Chamieh-۱۹۸۳)، که در بخش ۸-۲ توصیف گردید، نشان داده شده است. ضریب جریان طراحی برای این پمپ برابر $\phi_2 = 0.92$ است، ولی متذکر می شویم که این پمپ تا جریانهای در حدود ۳۰٪ این جریان، بنحو قابل قبولی کار می کند. این انعطاف پذیری از خصوصیات پمپ های سانتریفوژ است. داده ها برای سه سرعت محوری متفاوت یعنی ۶۰۰، ۸۰۰ و ۱۲۰۰ rpm ارائه شده است، چون داده ها با یکدیگر تطبیق خوبی دارند، میتوان نتیجه گرفت که در این دامنه از سرعت ها، آثار عدد رینولدز نامحسوس است. آثار ناشی از بکار گیری حلزونی متفاوت دیگری نیز با عنوان، داده های مربوط به حلزونی B که حلزونی مدوری با سطح یکنواخت محیطی است، نشان داده شده است. در تئوری، این حلزونی مدور با جریان در رانش پروانه بخوبی سازگار نمی باشد و نتیجه این است که در بخش عمده دامنه ضریب های جریان، عملکرد هیدرولیکی آن نسبت به حلزونی A نازل تر است. معذالک، حلزونی B در ضریب های جریان زیاد دارای عملکرد بهتری می باشد. که بدین معنی است که حلزونی A در این ضریب های جریان زیاد، ممکن است عملکردی غیر عادی تر از آنچه که انتظار می رود داشته باشد (نگاه کنید به بخش های ۴-۴ و ۴-۶). ضمناً این نتایج اهمیت حلزونی (یا دیفوزر) و لزوم تفهیم عملکرد جریان در حلزونی هم در شرایط طراحی و خارج از شرایط طراحی را تاکید می کند.



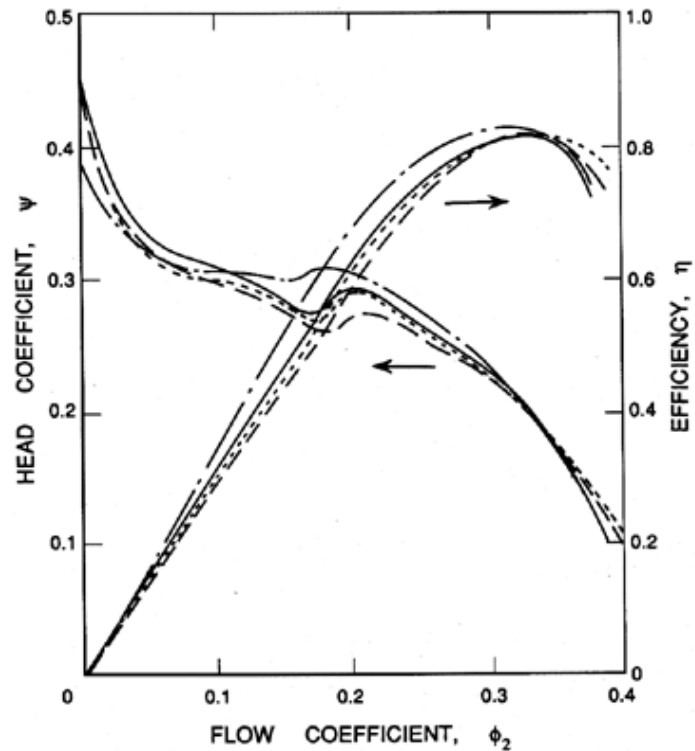
شکل ۷-۲ عملکرد با کاویتاسیون ترکیب پروانه X / حلزونی A . در این حالت از حلقه های جداکننده وفق شکل ۱۷-۱۰ استفاده شده تا عملکرد بدون کاویتاسیون کمی بهتر از شکل ۷-۱ شود.

نمونه ای از عملکرد با کاویتاسیون یک پمپ سانتریفوژ در شکل ۲-۷ ، برای ترکیب پروانه X / حلزونی A ، نشان داده شده است . اعداد کاویتاسیون شکست در دامنه $0.4 \rightarrow 0.1$ ، $\sigma = 0.1$ با داده های جدول ۱-۵ سازگار است . توجه شود که در ضریب های جریان زیاد ، افت ارتفاع با کاویتاسیون بصورت تدریجی تری نسبت به ضریب های جریان کم، وقوع می یابد . این مشخصه عمومی عملکرد با کاویتاسیون بسیاری از پمپ ها، اعم از سانتریفوژ و محوری می باشد .

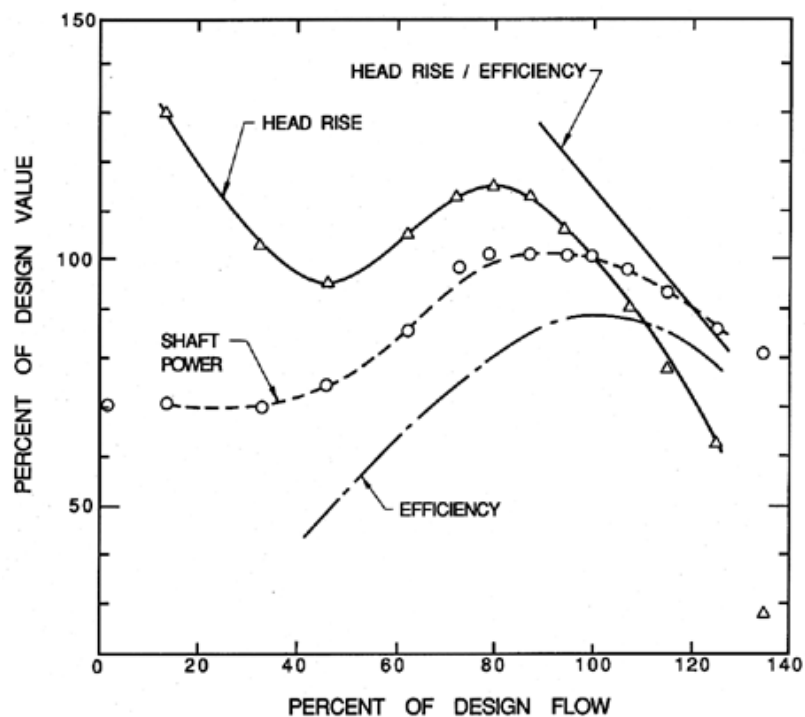


شکل ۳-۷ مشخصه عملکرد بدون کاویتاسیون نمونه یک پمپ با جریان محوری به قطر ۳/۲۰ سانتی متر و دارای سه پره با نسبت نافی-نوک ، $R_H / R_T = 0.45$ که با سرعت 1500 rpm دوران می کند . طول وتر در نوک پره 7.3 cm ، استحکام برابر 0.344 و زاویه پره $11/90 = \beta_{bT}$ است .

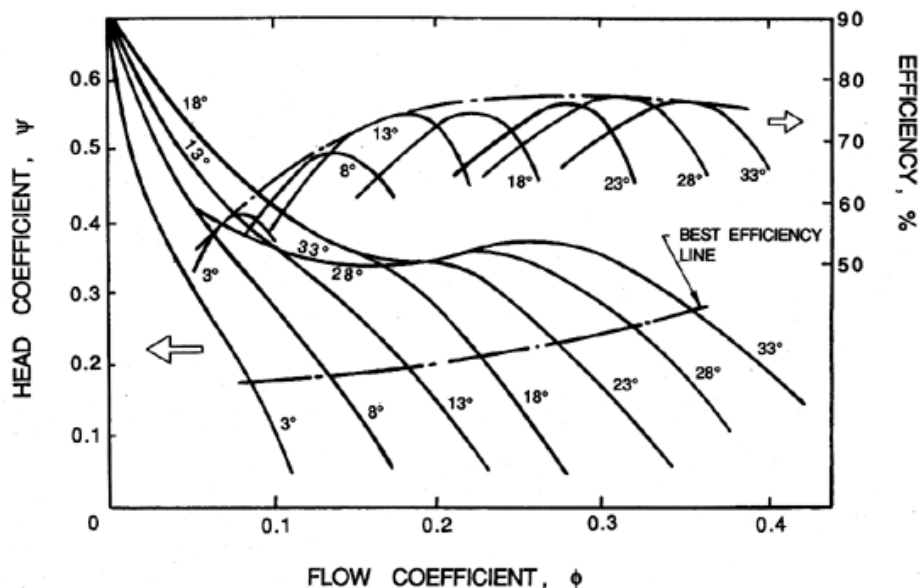
حال بعضی از مثال های مربوط به پمپ های با جریان محوری و مختلط را مورد بررسی قرار می دهیم . نمونه مشخصه عملکرد بدون کاویتاسیون یک پمپ با جریان محوری مارک Peerless در شکل ۳-۷ نشان داده شده است این پمپ بدون طوقه (پروانه باز) دارای ضریب جریان طراحی $\phi_2 = 0.171$ است . بهره بیشینه در این نقطه طراحی در حدود 85% می باشد . پمپ های با جریان محوری ، در مقایسه با پمپ های سانتریفوژ بیشتر مستعد جداشتگی و توقف جریان می باشند و میتوان آنها را کم انعطاف تر بشمار آورد . تورفتگی در منحنی ارتفاع وفق شکل ۳-۷ ، در دامنه $0.12 \rightarrow 0.08$ نشان دهنده جداشتگی جریان بوده و در نتیجه این ناحیه از منحنی ارتفاع / جریان می تواند نسبت به جزئیات نیمرخ پره کاملاً حساس باشد زیرا بی نظمی های سطحی میتواند آثار عمده ای در جداشتگی جریان داشته باشد . این مورد در داده های ارائه شده در شکل ۴-۷ ملاحظه می شود، که در آن مشخصه بدون کاویتاسیون چهار پمپ محوری مشابه با نیمرخ های پره کمی متفاوت ، نشان داده شده است .



شکل ۷-۴ نمونه مشخصه های عملکرد بدون کاویتاسیون پمپ با جریان محوری با چهار پره که زاویه نوک پره β_{bT} در حدود 18° درجه و نسبت نافه-نوک R_H / R_T برابر 0.43 و استحکام آن برابر 0.68 برای چهار نیمرخ پره متفاوت است (که در نتیجه، چهار منحنی عملکرد ایجاد شده است).

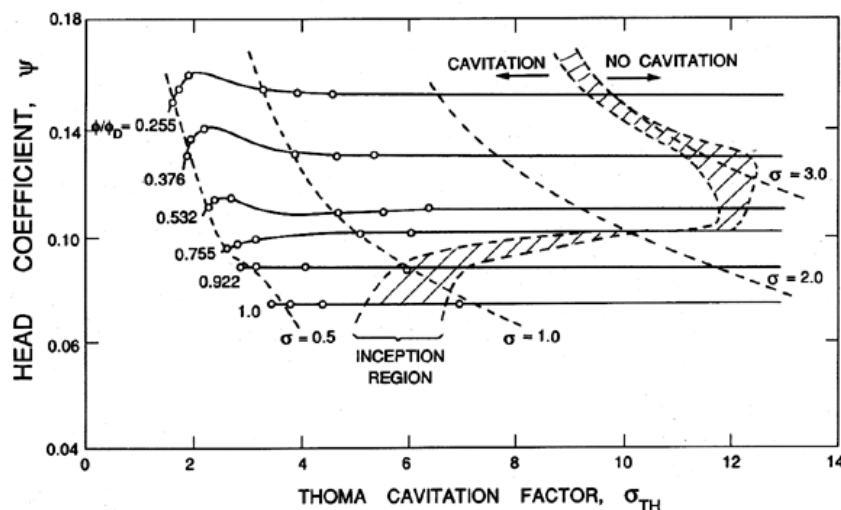


شکل ۷-۵ مشخصه های یک پمپ با جریان مختلط



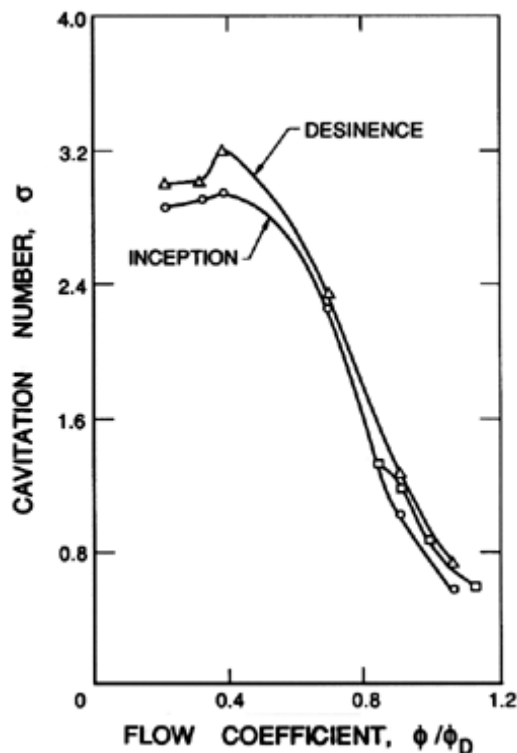
شکل ۷-۶ مشخصه های ارتفاع و بهره برای یک پمپ محوری با زاویه های متفاوت نوک پره، β_{bT}

تو رفتگی در منحنی ها در این مورد نمایان تر است و از نیمرخ به نیمرخ دیگر تفاوت اساسی می نماید. همچنین توجه شود که در مشخصه های ارتفاع، ناحیه های کوچکی با شیب مثبت وجود دارد. این موارد بعلت تحریک به سازوکار های استال و سرچ، اغلب منجر به ناپایداری و نوسان در فشار ها و گذرهای جریان می گردد که در فصل های بعد بحث خواهد شد. در بعضی موارد، ناحیه با شیب مثبت در منحنی مشخصه ارتفاع، طبق مثال نشان داده شده در شکل ۷-۵، نمایان تر است و در آن توقف جریان در حدود ۸۰٪ جریان طراحی رخ میدهد. شکل ۷-۶، بعنوان مثال نهائی در مورد عملکرد بدون کاویتاسیون پمپ، گنجانده شده که اثر زاویه پره در پمپ محوری را نشان می دهد، توجه شود که زاویه های در حدود ۲۰° تا ۳۰° برای بسیاری کاربرد ها بهینه می باشند.



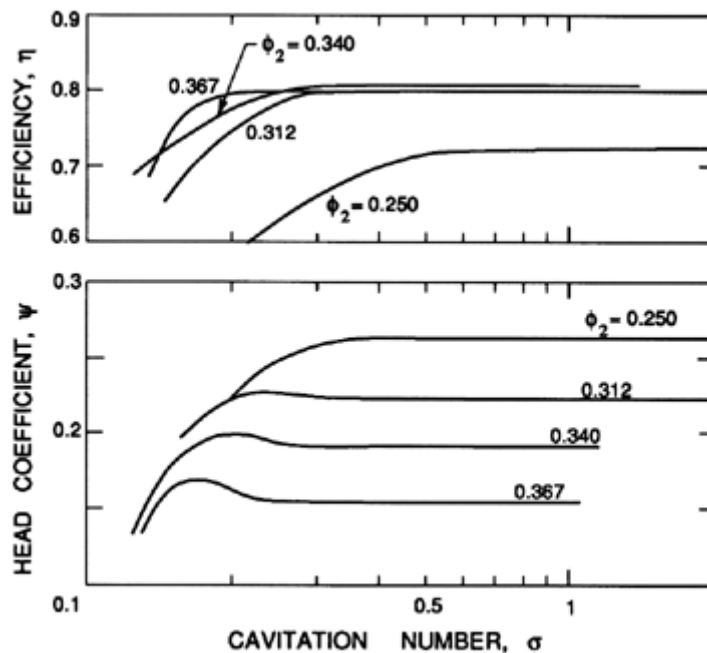
شکل ۷-۷ مشخصه عملکرد با کاویتاسیون پمپ با جریان محوری مربوط به شکل ۷-۳

مشخصه با کاویتاسیون بعضی از پمپ های با جریان محوری فوق الذکر در شکل های ۷-۷ تا ۷-۱۰ ارائه شده است. داده های Guinard و دیگران (۱۹۵۳) نمونه های مستند خوبی از آثار کاویتاسیون بر پمپ های با جریان محوری است. ابتدا با توجه به شکل ۷-۷ ملاحظه می شود که در جریان طراحی، عدد شروع کاویتاسیون کوچکترین مقدار بوده و با کاهش ϕ ، افزایش می یابد، کاهش این عدد در مقادیر کوچک ϕ دارای توجیه روشنی نمی باشد. از آنجائی که Guinard و دیگران (۱۹۵۳) مشاهداتی در مورد اثر پس ماند مورد اشاره در بخش ۷-۵ نمودند، شکل ۷-۸ بعنوان نمونه ای از این پدیده ارائه شده است.



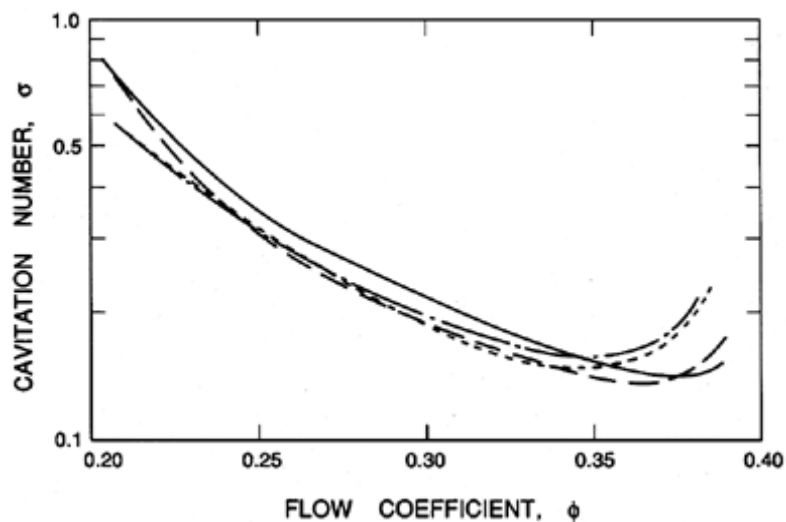
شکل ۷-۸ اعداد کاویتاسیون شروع و نهائی (براساس W_{TI}) بصورت تابعی از ϕ/ϕ_D برای پمپ با جریان محوری مربوط به شکل های ۷-۳ و ۷-۷.

همچنین داده های کاویتاسیون در شکل ۷-۷، کمک به روشن شدن چندین پدیده مشخصه دیگر می نماید. افزایش عمده ارتفاع، درست پیش از کاهش ارتفاع همراه با شکست کاویتاسیون قابل توجه است. در مورد پمپ آزمایش شده توسط Guinard و دیگران، این اثر در ضریب های جریان کم رخ داده است. معذالک، این پدیده در سایر پمپ ها وفق داده های Oshima و Kawaguchi (۱۹۶۳) که در شکل ۷-۹ ارائه شده، در جریان های بیشتر و نه در جریان های کم، رخ می دهد. احتمالاً این اثر ناشی از بهبود هندسه جریان ناشی از مقدار نسبتاً کم کاویتاسیون است.



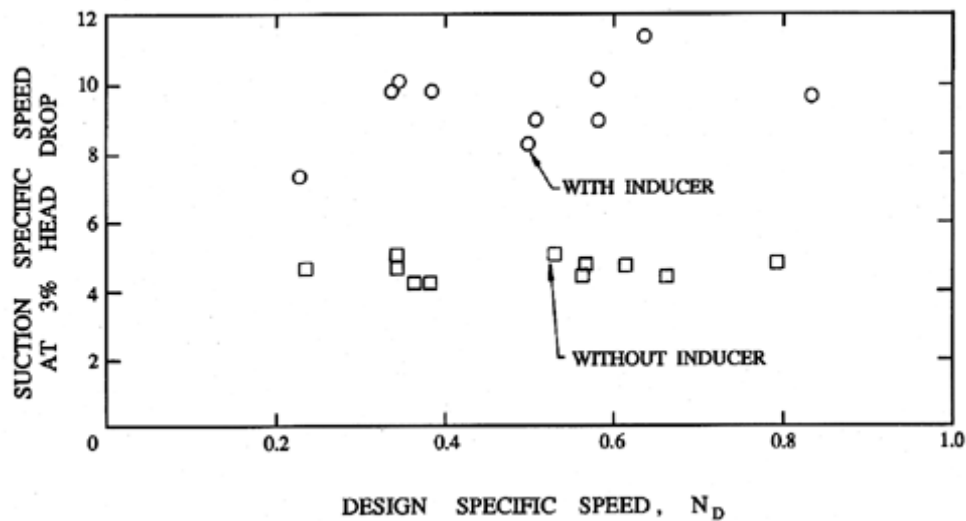
شکل ۷-۹ اثر کاویتاسیون بر ضریب ارتفاع و بهره‌ی یکی از پمپ‌های شکل ۷-۴. (عدد کاویتاسیون بر اساس w_{TI} است).

همچنین، داده‌های کاویتاسیون در شکل ۷-۷ نشان‌دهنده این واقعیت است که شکست کاویتاسیون در ضریب‌های جریان کم با زاء اعداد کاویتاسیون بزرگتر رخ می‌دهد و معمولاً ناگهانی‌تر از موارد در ضریب‌های جریان بزرگتر است. این پدیده با کاهش بهره پمپ وفق شکل ۷-۹ همراه است. در انتها، شکل ۷-۱۰ گنجانده شده که اثر تغییرات در نیمرخ پره بر عدد کاویتاسیون شکست را کاملاً کوچک نشان می‌دهد.



شکل ۷-۱۰ عدد بحرانی کاویتاسیون (بر اساس w_{TI} و ۵٪ در صدف ارتفاع) برای پمپ با جریان محوری مربوط به شکل ۷-۴.

۷-۳ طراحی القاء کننده ها



شکل ۷-۱۱ مقایسه سرعت مخصوص مکشی در ۳٪ افت ارتفاع برای پمپ های فرایند با و بدون القاء کننده .

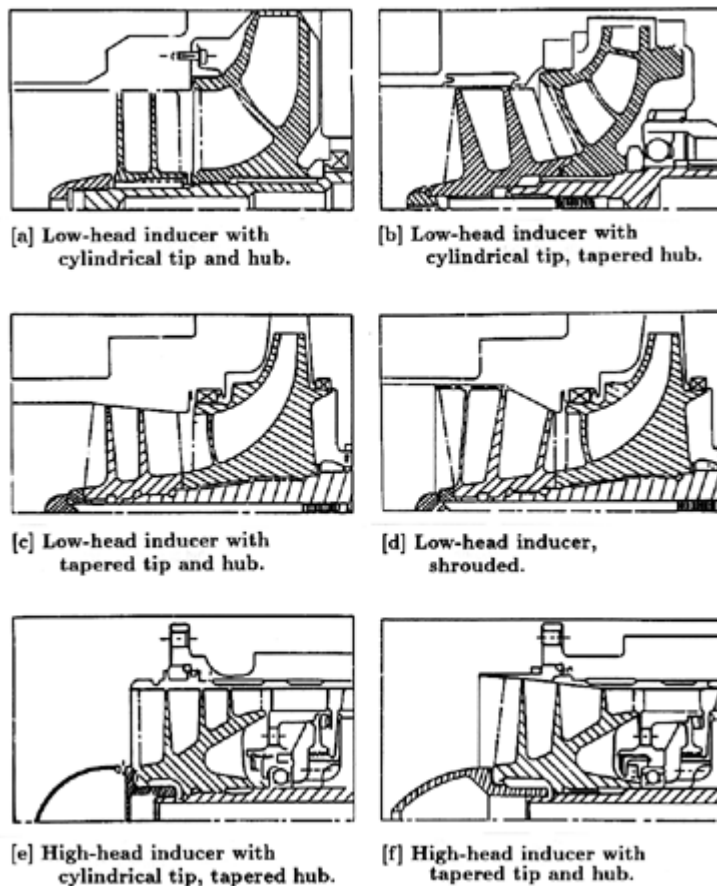
جدول ۷-۱

نمونه هندسه و عملکرد القاء کننده موتور راکت

<i>SSME</i>	<i>J-2</i>	<i>J-2</i>	<i>X-8</i>	<i>X-8</i>	<i>J-2</i>	<i>THOR</i>	راکت
<i>LOX</i>	<i>LH2</i>	<i>LH2</i>	<i>LOX</i>	<i>LOX</i>	<i>LOX</i>	<i>LOX</i>	مایع
۴/۱۲	۴+۴	۴+۴	۲	۳	۳	۴	تعداد پره ها (۱)
۰/۲۹	۰/۳۸	۰/۴۲	۰/۱۹	۰/۲۳	۰/۲۰	۰/۳۱	R_{H1}/R_{T1}
۱/۰	۰/۹	۱/۰	۰/۸	۰/۸	۰/۹	۱/۰	R_{T2}/R_{T1}
۲/۶	۲	۲	۱/۵	۱/۵	۲	۱/۰	R_{H2}/R_{H1}
<i>SWB</i>	<i>SWB</i>	<i>SWF</i>	<i>SWB</i>	<i>SWB</i>	<i>SWB</i>	<i>RAD</i>	لب هادی (۲)
۷/۳	۷/۳۵	۷/۹	۵/۰	۹/۸	۹/۷۵	۱۴/۱۵	β_{bT1} (درجه)
۰/۰۷۶	۰/۰۷۴	۰/۰۹۴	۰/۰۵	۰/۱۰۶	۰/۱۰۹	۰/۱۱۶	ϕ_{1D}
۰/۳۶۶	۰/۲۰	۰/۲۱	۰/۰۶۳	۰/۱۰	۰/۱۱	۰/۰۷۵	ψ_{1D}
۰/۶۸	۱/۶۱	۱/۷۵	۳/۱۵	۳/۲۵	۳/۰۶	۴/۲۱	N_{1D}
۴/۳	۳/۱	۲/۵	۲/۱	۳/۷	۳/۵	۷/۵	α_{T1} (درجه)
	۰/۰۱۱	۰/۰۱۱	۰/۰۰۷	۰/۰۲۵	۰/۰۲۱	۰/۰۲۸	σ_D
	۱۶/۲	۱۵/۸	۲۱/۲	۱۱/۴	۱۲/۵	۱۰/۴	S_D

(۱) - اصلی + جزئی یا اصلی/پشت سر هم

(۲) - *RAD* = شعاعی ، *SWB* = متمایل به عقب و *SWF* - متمایل به جلو

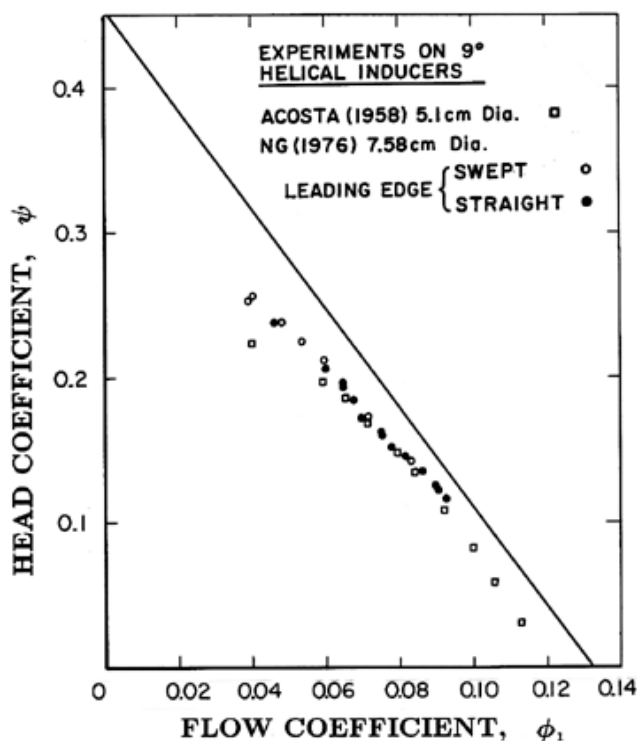


۷-۱۲ هندسه های مختلف القاءکننده های با کاویتاسیون

القاءکننده های با جریان محوری به منظور بهبود عملکرد با کاویتاسیون پمپ های سانتریفوژ یا جریان مختلط بکار می روند، تا با افزایش فشار ورودی به سطحی که پمپ بتواند در آن ، بدون اتلاف اضافی ناشی از کاویتاسیون کار کند . وبطور نمونه شامل یک مرحله جریان محوری می باشند که درست در پادجریان ورودی پروانه اصلی قرار می گیرد . القاءکننده ها به نحوی طراحی می شوند که بتوانند با زوایای برخورد کم و با پره های نازک بشکلی کار کنند که اختلال های جریان کوچک گردد و ایجاد کاویتاسیون و آثار مخرب آن بر جریان به حداقل برسد . در اینجاهدفع، افزایش بسیار تدریجی فشار تا سطح مورد نظر است . مزیت نمونه ناشی از افزودن یک القاء کننده در شکل ۷-۱۱ نشان داده شده که از Janigro و Ferrini (۱۹۷۳) اقتباس شده است.

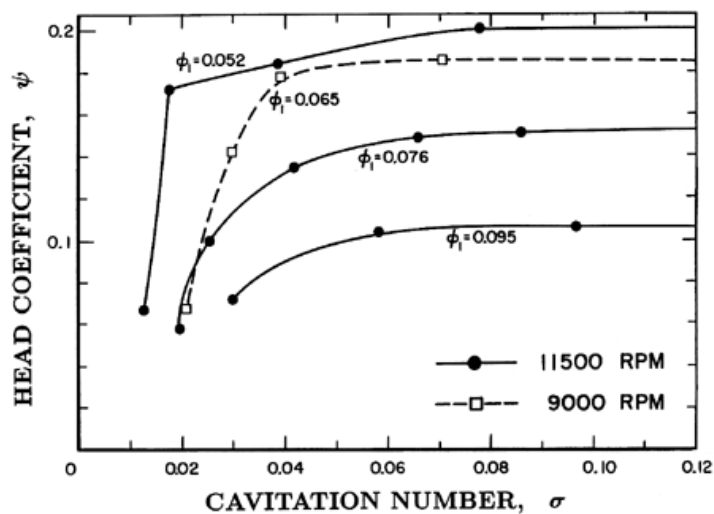
در شکل ۷-۱۲ و جدول ۷-۱ که از مقاله Jakobsen (۱۹۷۱) استخراج گردیده ، انواع مختلف طراحی های القاء کننده ها مشخص شده است . داده های مربوط به پمپ فشار پائین LOX در موتور اصلی شاتل فضائی (SSME) به جدول ۷-۱ اضافه شده است . اکثر القاءکننده هایی که در سال های اخیر طراحی می شوند از نوع (a) یا (b) می باشند . این القاءکننده ها مانند پمپ فشار پائین LOX در SSME (شکل ۷-۱۲) ، بدون پوشش هستند (پروانه نوع باز) و لبه هادی آنها متمایل بوده و اغلب دارای پخی به طرف جلو می باشد . این پخی پره ها باعث می شود لبه هادی در صفحه محوری واحدی قرار گیرد و اثر تمایل ایجاد شده در لبه هادی را خنثی نماید . همچنین این پخی به نحوی طراحی گردیده که نقش زاویه برخورد باندازه چند درجه را ایفا کند . دلیل اینکه زاویه برخورد طراحی صفر نمی باشد این است که تحت این شرایط ، کاویتاسیون روی سطح

مکشی یا فشاری ایجاد می شود و یا بین این دو سطح نوسان می نماید . بهتر است از زاویه برخورد چند درجه ای برای حذف این تردید و اطمینان از تشکیل کاویتاسیون در سطح مکشی استفاده شود .

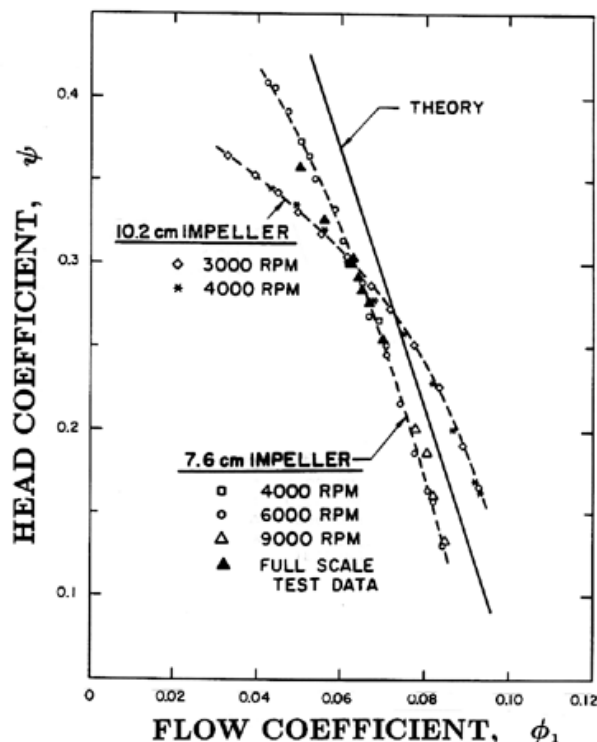


شکل ۱۳-۷ عملکرد بدون کاویتاسیون القاء کننده مارپیچی ۹ درجه در دو اندازه متفاوت و با لبه هادی راست و متمایل (القاه کننده های $7/58 \text{ cm}$ پروانه های III و V می باشند) . همچنین پیش بینی نظری عملکرد در غیاب اتلاف ها نیز بصورت خط مستقیم ممتد نشان داده شده است .

۷-۴ عملکرد القاء کننده



شکل ۷-۱۴ عملکرد با کاویتاسیون پروانه VI در ضریب های جریان و سرعت های دورانی مختلف.

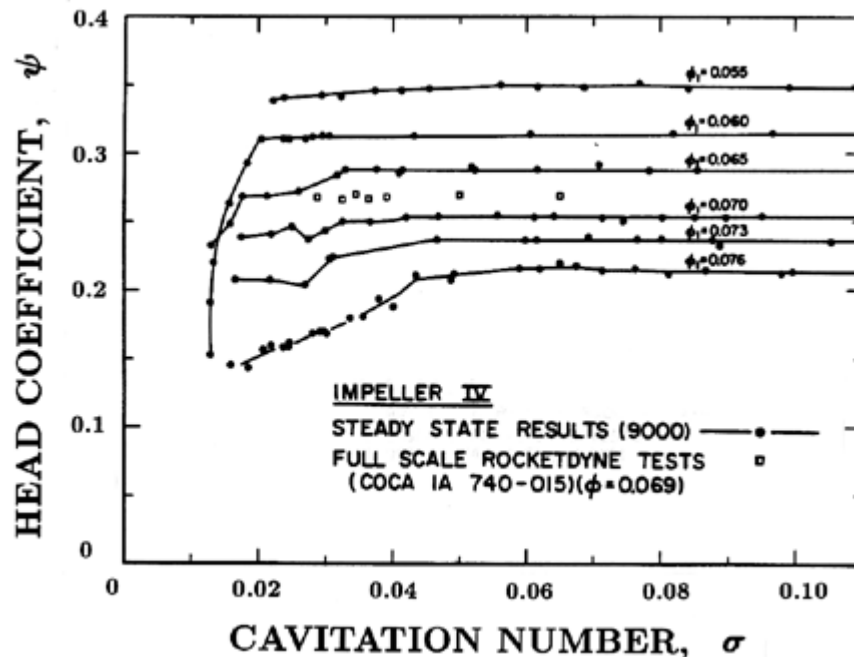


شکل ۷-۱۵ عملکرد بدون کاویتاسیون پروانه IV ($7/58$ cm با استاتور) و پروانه VI ($10/2$ بدون استاتور) در سرعت های متفاوت دورانی. همچنین داده های آزمایش با مقیاس کامل از Rocketdyne و پیش بینی نظری عملکرد (خط پر ممتد) نشان داده شده است.

نمونه مشخصه های عملکرد القاء کننده ها در شکل های ۷-۱۳ تا ۷-۱۶ نشان داده شده است. عملکرد بدون کاویتاسیون القاء کننده مارپیچی ساده ۹ درجه (نگاه کنید به شکل ۲-۱۲) در شکل ۷-۱۳ ارائه شده است. بنظر می رسد، داده ها برای مدل های با قطر های $5/1$ cm و $7/6$ cm با یکدیگر منطبق می باشند که حاکی از اثر بسیار ناچیز عدد رینولدز است. بعلاوه، عملکرد بدون کاویتاسیون اعم از اینکه، لبه هادی راست یا متمایل باشد، مشابه است. همچنین در این شکل نتایج پیش بینی عملکرد بدون اتلاف وفق معادله ۴-۶ نشان داده شده است. تطبیق با نتایج تجربی به صورت قابل انتظاری خوب است. بهترین توافق با ضریب جریان های در حدود $0/10 \rightarrow 0/09$ مربوط به زاویه برخورد صفر است و همانطور که میتوان انتظار داشت اتلاف های لزجی کمینه شده اند. مقایسه نشان می دهد با افزایش یا کاهش جریان از مقدار متناظر با زاویه برخورد صفر درجه، اتلاف ها افزایش می یابد.

عملکرد با کاویتاسیون مدل $7/58$ cm القاء کننده مارپیچی ۹ درجه در شکل ۷-۱۴ ارائه شده است. این منحنی ها که برای ضریب های جریان مختلف تهیه شده، الگوی نمونه ای را برای اُفت ارتفاع تدریجی در ضریب های جریان بزرگتر نشان می دهد. توجه شود که عدد کاویتاسیون شکست در زاویه برخورد غیر صفر (مثلاً، $\phi = 0/052$) کوچکتر از این عدد در زاویه برخورد برابر صفر ($\phi = 0/095$) است. معمولاً انتظار می رود عدد کاویتاسیون شکست در زاویه برخورد صفر درجه، کمینه باشد. معهذرا در این مورد، داده ها، این انتظار را

برآورده نمی کنند و این واقعیت ممکن است بعلت پیچیدگی های ایجاد شده در ضریب جریان های کم باشد که بنوبه خود ناشی از جریان برگشتی و پیش چرخش القاء شده در اثر جریان برگشتی است (نگاه کنید به بخش ۴-۵).



شکل ۷-۱۶ عملکرد با کاویتاسیون پروانه IV در ۹۰۰۰ rpm بازاء ضریب های جریان متفاوت. همچنین داده های آزمایش با مقیاس کامل از Rocketdyne نشان داده شده است.

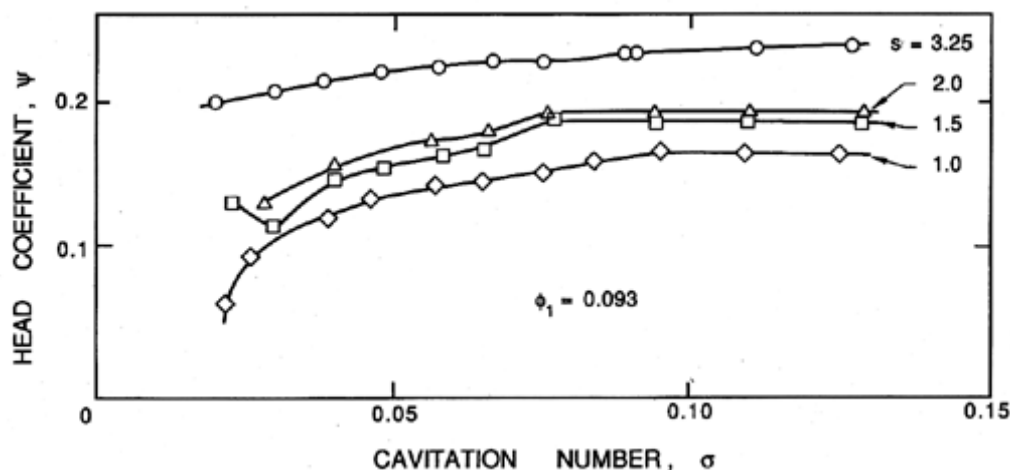
مثال دیگری از عملکرد القاء کننده در شکل های ۷-۱۵ و ۷-۱۶ نشان داده شده است، در این جا پروانه مدل پمپ فشار پائین LOX مورد استفاده در SSME (موتور اصلی شاتل فضائی) مورد نظر بوده است (نگاه کنید به شکل ۲-۱۲). در شکل ۷-۱۵ مشخصه عملکرد بدون کاویتاسیون برای دو مدل با قطر های ۷/۵۸ cm و ۱۰/۲ cm نشان داده شده است. تفاوت این دو مشخصه چندان به اندازه پروانه بستگی ندارد بلکه به پره های دیفوزر (استاتور) واقع در فضای حلقوی با جریان محوری که در جریان سوی رانش پروانه مدل ۷/۵۸ cm قرار گرفته است، مرتبط می باشد، حال آنکه مدل ۱۰/۲ cm بدون دیفوزر آزمایش شده است. لازم است به اثر چشمگیر این دیفوزر در عملکرد توجه گردد. در ضریب های جریان پائین تر از طراحی (ϕ_1 تقریباً برابر ۰/۰۷۶) وجود پره های استاتور فرایند پخش را بهبود می بخشد. معذالک در صورتیکه جریان بیشتر از جریان طراحی باشد، وجود زاویه برخورد منفی جریان که به پره های استاتور مواجه می شود باعث اتلاف عمده و تنزل عملکرد می گردد. بعضی از داده های آزمایش با مقیاس کامل (با دیفوزر) که توسط Rocketdyne تهیه شده در شکل ۷-۱۵ لحاظ گردیده که با داده های آزمایش مدل ۷/۵۸ cm همخوانی دارد. همچنین نتایج عملکرد تئوری که توسط معادله ۴-۶ بیان شده، و مقایسه بین داده های بدون اتلاف تئوری و داده های آزمایش مشابه شکل ۷-۱۳ در شکل منعکس شده است.

عملکرد با کاویتاسیون پروانه IV در آب، همراه با داده های مربوط به آزمایش های با مقیاس کامل در شکل ۷-۱۶ نشان داده شده است. توجه شود که در اعداد کاویتاسیون کمتر، ارتفاع تا

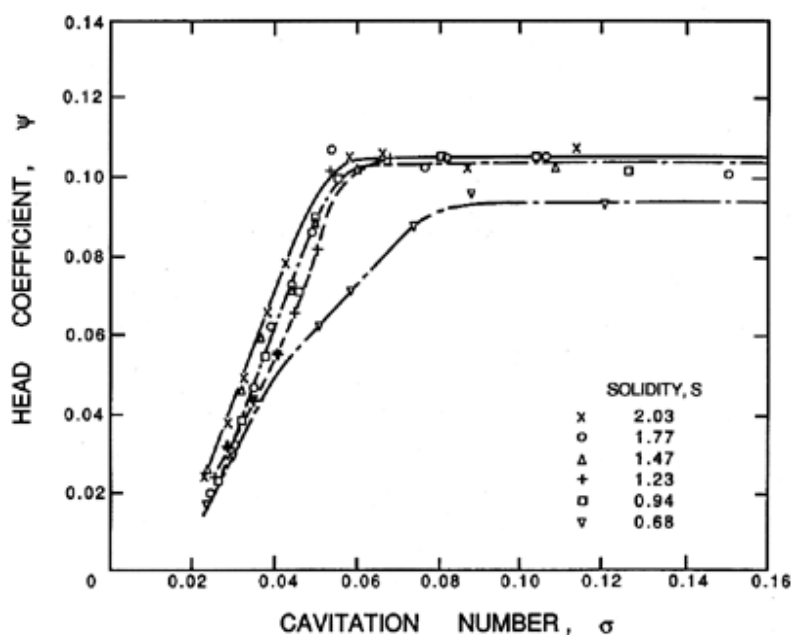
اندازه ای بی قاعده و نامنظم تغییر می کند. این رفتار در داده های اکثر القاءکننده های جریان محوری عمومیت دارد و احتمالاً بعلت ائتلاف های هیدرولیکی ناشی از نا پایداری جریان می باشد.

۷-۵ آثار هندسه القاء کننده

در این بخش عوامل متعدد هندسی که داده ها را بهینه می سازند، مورد بررسی قرار می گیرد. روشن است که استحکام، s ، بایستی کمترین مقدار ممکن و ضمناً بقدر کفایت باشد تا زاویه خروجی جریان به مقدار مطلوب برسد. داده های مربوط به اثر استحکام بر مشخصه عملکرد یک القاء کننده مارپیچی ۹ درجه، با سه پره توسط Acosta (۱۹۵۸) و بر یک القاء کننده مارپیچی ۸/۵ درجه، با ۴ پره توسط Henderson و Tucker (۱۹۶۲) ارائه شده است.

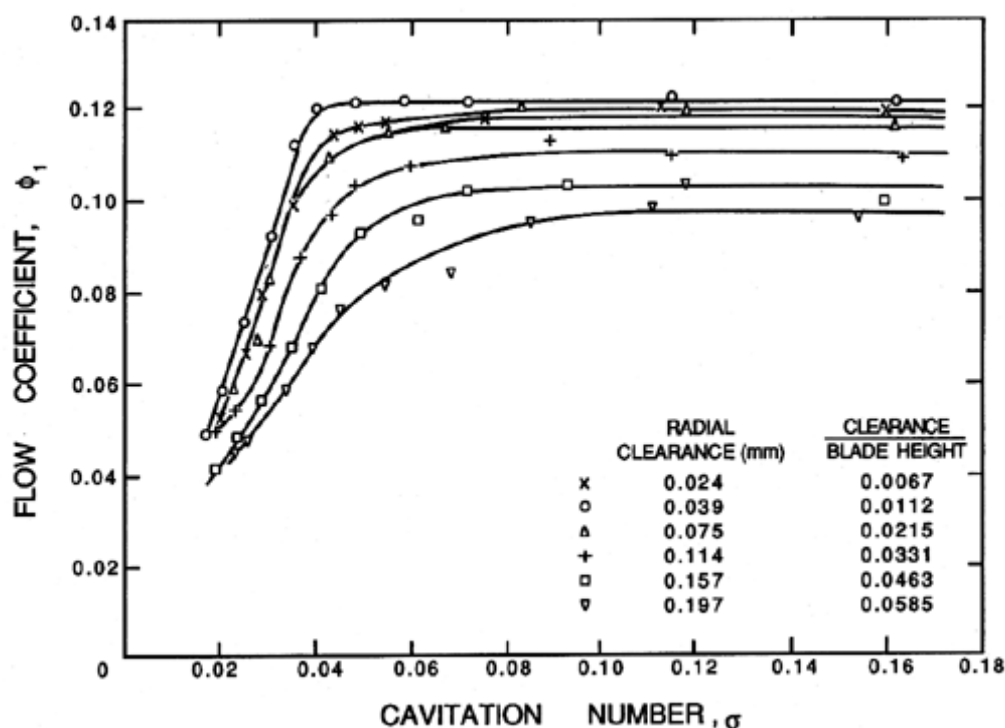


شکل ۷-۱۷ اثر استحکام بر عملکرد با کاویتاسیون یک القاءکننده مارپیچی ۹ درجه.



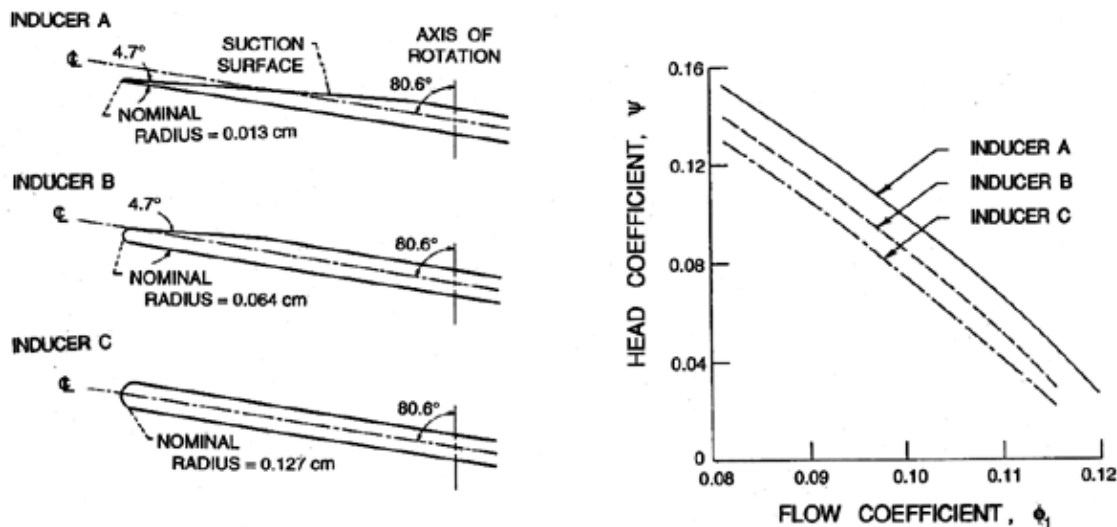
شکل ۷-۱۸ تاثیر استحکام بر عملکرد با کاویتاسیون یک القاء کننده مارپیچی ۸/۵ درجه.

این داده ها در شکل های ۷-۱۷ و ۷-۱۸ نشان داده شده اند . تاثیر استحکام بر عملکرد بدون کاویتاسیون (بخش سمت راست این شکل ها) در القاء کننده Acosta بیشتر از مورد Henderson و Tucker بنظر می رسد . داده های گروه دوم همانطوری که انتظار می رود نشان می دهند که عملکرد بدون کاویتاسیون کمتر تحت تاثیر استحکام است مگر اینکه استحکام از عدد یک کمتر باشد . هر دو سری از داده ها مبین این هستند که در صورتیکه استحکام کمتر از واحد باشد ، عملکرد با کاویتاسیون بیشتر از عملکرد بدون کاویتاسیون ، تحت تاثیر تغییرات استحکام است . نتیجتاً هر دو گروه داده ها نشان می دهند که مقدار بهینه σ برابر ۱/۵ می باشد .

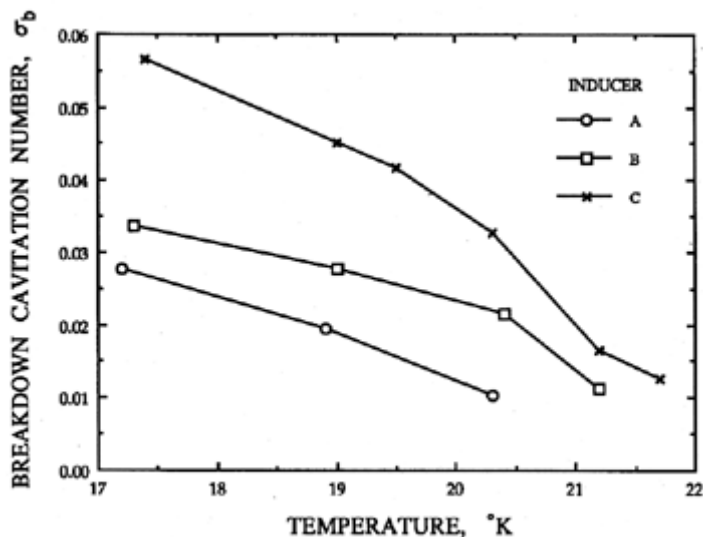


شکل ۷-۱۹ اثر لقی نوک پره در عملکرد با کاویتاسیون یک القاء کننده با کاویتاسیون .

همچنین در دو پژوهش فوق الذکر تاثیر لقی نوک پره ، مورد مطالعه قرار گرفته و داده های Henderson و Tucker (۱۹۶۲) در شکل ۷-۱۹ نشان داده شده است . مانند مورد استحکام ، عملکرد بدون کاویتاسیون حساسیت کمتری در مقابل تغییرات لقی نوک پره در مقایسه با عملکرد با کاویتاسیون دارد . از شکل ۷-۱۹ چنین برمی آید که عملکرد بدون کاویتاسیون بطور نسبی به لقی حساسیتی ندارد مگر اینکه لقی از ۲٪ طول وتر تجاوز کند در اینصورت عملکرد با سرعت بیشتری شروع به تنزل می نماید . عملکرد با کاویتاسیون نیز بستگی مشابهی دارد ولی در این حالت تغییرات در عملکرد بیشتر است . توجه شود که عملکرد نزدیک زانوی منحنی ، نشان از این دارد که مقدار بهینه لقی برابر ۱٪ وتر است که عموماً با آثار لقی نوک پره در شروع کاویتاسیون که پیش تر ذکر شد توافق دارد (نگاه کنید به شکل ۷-۲۰) .



شکل ۷-۲۰ عملکرد بدون کاویتاسیون سه القاءکننده مارپیچی ۹/۴ درجه با لبه های هادی متفاوت و فوق شکل سمت چپ. آزمایش ها با هیدروژن مایع انجام شده است.



شکل ۷-۲۱ اعداد کاویتاسیون شکست σ_b (که در این حالت ۳۰٪ افت ارتفاع تعریف شده است) بصورت تابعی از دما برای سه شکل متفاوت لبه هادی (نگاه کنید به شکل ۷-۲۰) در یک القاءکننده مارپیچی ۹/۴ درجه که با هیدروژن مایع کار می کند.

Moore و Meng (۱۹۷۰-a و b) مطالعاتی در مورد تاثیر هندسه لبه هادی بر عملکرد القاءکننده انجام دادند و نتایج این مطالعات در شکل های ۷-۲۰ و ۷-۲۱ نشان داده شده است. به این نکته توجه شود که هندسه لبه هادی تاثیر عمده ای بر عملکرد بدون کاویتاسیون و عدد شکست کاویتاسیون دارد. به سادگی میتوان بیان کرد که هرچه لبه هادی تیز تر باشد عملکرد هیدرولیکی تحت هردو شرایط کاویتاسیون و غیر کاویتاسیون بهتر می گردد. معذالک در اینجا

بایستی به راه حل میانه ای دست یافت زیرا نازک بودن زیاد لبه هادی ممکن ایجاد لرزش نماید . این پدیده در بخش ۸-۱۲ مورد بحث قرار گرفته است . ضمناً شکل ۷-۲۱ تأثیر دما را روی پدیده کاویتاسیون نشان می دهد که در بخش ۷-۷ مورد بحث قرار گرفته است .

۶-۷ تحلیل کاویتاسیون در پمپ ها

در این بخش و بخش های بعدی خلاصه ای از انواع مدل هائی که برای تحلیل کاویتاسیون در پمپ ها ایجاد شده اند را مورد بررسی قرار خواهیم داد . روشن است که انواع مختلف کاویتاسیون نیاز به مدل های تحلیلی متفاوتی دارند . ابتدا کوشش های متعددی که برای ساختن مدل حباب متحرک کاویتاسیون در پمپ ها شده را مورد مطالعه قرار می دهیم و از این مدل اطلاعات مربوط به پتانسیل صدمه زدن ، صدا یا تنزل در عملکرد ناشی از کاویتاسیون را برآورد می کنیم . در مورد سایر انواع کاویتاسیون که عموماً با جریان های ثانوی همراه هستند (مانند ، کاویتاسیون گرداب نوک پره و کاویتاسیون جریان برگشتی) مطلب چندانی بر آنچه در فصول گذشته ذکر شد اضافه نمی شود . در ارتباط با کاویتاسیون جریان ثانویه ، هنوز مسائل بسیاری باقیمانده که بایستی روشن شوند ، شاید بلحاظ اینکه آثار با اهمیت تری ، متشکل از کاویتاسیون گذرا و کاملاً ناپایدار ، در این مورد دخیل می باشند .

برای بازگشت به بحث عمومی حباب کاویتاسیونی متحرک ، روشن است که با دانستن توزیع فشار و سرعت در امتداد یک خط جریان خاص در دستگاه مختصاتی که به پروانه ثابت شده باشد ، میتوان این اطلاعات را وفق موارد بحث شده در بخش ۶-۲ به معادله ۶-۱ (Raileigh-Plesset) وارد نمود . سپس میتوان معادله را برای محاسبه اندازه حباب در هر نقطه در امتداد مسیر انتگرال گیری نمود (نگاه کنید به مثال های بخش ۶-۲) . چنین برنامه هائی بصورت همانندی برای جریان های دوفازه و یا جریان های دارای دو مولفه گاز / مایع قابل کاربرد است . از اولین کاربرد های معادله Raileigh-Plesset برای حباب کاویتاسیونی متحرک توسط Plesset (۱۹۴۹) و Parkin (۱۹۵۲) به بعد ، پژوهش های متعددی انجام شده و اکثر این مطالعات توسط Holl (۱۹۶۹) بازبینی شده است . یکی از نمونه های قابل ذکر ، پژوهش Johnson و Hsieh (۱۹۶۶) است که حرکت حباب نسبت به مایع را در نظر گرفته و امکان آثار غریب کندی بعلت عبور حباب ها از خطوط جریان ، ناشی از نیروهای جانب مرکز را نشان دادند .

اگرچه در بخش عمده نوشته ها ، تحلیل های مربوط به تک حباب در این نوع جریان ها در اطراف استوانه های کلاهک دار ساده ، مورد بحث است ، برنامه یکسانی برای مطالعه جریان اطراف پره پمپ ، بشرط دانستن توزیع فشار روی خطوط جریان ، از تحلیل عددی یا از اندازه گیری های تجربی جریان در غیاب کاویتاسیون ، می تواند بکار رود . این مطالعات امکان بررسی محل و شدت فروپاشی حباب بمنظور برآورد پتانسیل صدمه کاویتاسیون را فراهم می کند . لیکن ، این روش ها دارای بعضی محدودیت های جدی می باشد . اولاً ، معادله Raileigh-Plesset فقط برای حباب های کروی معتبر می باشد و حباب های در حال فروپاشی همانگونه که در بخش ۶-۴ بحث شد ، شکل متقارن کروی خود را از دست می دهند . در نتیجه هرگونه مطالعه در مورد صدمه ناشی از کاویتاسیون نیاز به ملاحظات دارد که خارج از معادله Raileigh-Plesset است . ثانیاً ، تحلیلی که در فوق ذکر شد فرض می کند که تجمع حباب ها بقدر کافی کم است به نحوی که

حباب ها با یکدیگر تعاملی ندارند و تعداد آنها نیز آنقدر زیاد نیست که میدان جریان رانسبت به جریان بدون کاویتاسیون تغیر دهند. این بدین معنی است که این تحلیل ها ارزش کمی برای پیش بینی آثار کاویتاسیون در عملکرد پمپ ها دارند زیرا این آثار ناشی از تعامل هائی بین حباب ها در میدان جریان می باشد.

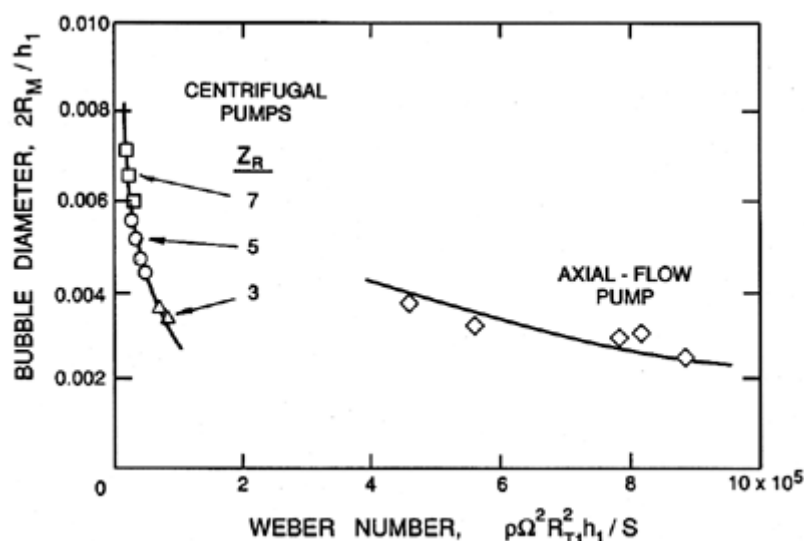
بنابر این نتیجه می شود برای ساختن مدل آفت عملکرد ناشی از کاویتاسیون حباب متحرک بایستی از مدل جریان دوفاز یا دو جزئی استفاده گردد که بطور ضمنی شامل تعامل بین حباب ها و میدان جریان مایع است. یکی از اولین مدل های از این نوع توسط Cooper (۱۹۶۷) مورد مطالعه قرار گرفت و پژوهش های مشابهی برای جریان های دوفازی در پمپ ها انجام گردید، برای مثال، توسط Rohatgi (۱۹۷۸). اگرچه اینگونه مطالعات مفید بودند، ولی محدودیت های جدی داشتند. بویژه فرض می کردند که مخلوط دوفازی در حالت تعادل ترمودینامیکی است. این چنین فرضی یقیناً در جریان های کاویتاسیونی صحّت ندارد که در آنها معادله هائی مانند Raileigh-Plesset برای بیان دینامیک عدم تعادل مورد نیاز می باشد. معذالک مدل های Cooper و دیگران از این جهت ارزشمند می باشند که اولین کوشش های یکپارچه برای ارزیابی آثار حباب های متحرک کاویتاسیونی بر عملکرد پمپ ها است.

در نتیجه لازم است برای جریان حباب ها، مدل های دوفازی ایجاد گردد که در آنها برخلاف فرض تعادل ترمودینامیکی، دینامیک حبابها با استفاده مناسب از معادله Raileigh-Plesset، گنجانده شود. در سال های اخیر تعدادی از محققین چنین مدل هائی را برای مطالعه دینامیک و آکوستیک ابرهای حاوی حباب های کاویتاسیون ایجاد نموده اند که در آنها حباب ها و جریان مایع با یکدیگر تعامل دارند (برای نمونه، نگاه کنید به Chahine - ۱۹۸۲، d'Agostino، ۱۹۸۹-Brennen و d'Agostino، ۱۹۸۳، ۱۹۸۴-Wijngaarden و ۱۹۸۷-Omta). این مطالعات نشان می دهند که علاوه بر موارد دیگر، ابر حاوی حباب ها دارای مجموعه ای از فرکانس های طبیعی مخصوص به خود می باشد که متفاوت از فرکانس طبیعی حباب ها ولی وابسته به آن است و آثار ناشی از تعامل جریان مایع زمانی اهمیت می یابد که مقدار پارامتر $\alpha A^2/R^2$ ، از واحد بیشتر شود، که α نسبت تخلخل و A و R به ترتیب ابعاد ابر حاوی حباب ها و حباب می باشد. این مدل های مناسب تر کاویتاسیون حباب متحرک، هنوز برای مطالعه آثار کاویتاسیون در پمپ ها استفاده نشده اند.

پیش از خاتمه مبحث کاویتاسیون حبابی در پمپ ها، بایستی مفهوم های متعدد دیگری را ذکر نمود. یکی از چنین مفهوم هائی که توجه بایسته را جلب نکرده است توسط Jackobsen (۱۹۶۴) مطرح گردیده. او سعی کرد پیوندی بین مدل های خطوط جریان آزاد (که در بخش ۸-۷ بحث شده است) با مشاهداتش برقرار سازد که در آنها حفره های پیوسته به سطوح مکشی پره های پروانه، نزدیک خاتمه یا نقطه وصل مجدد حفره پیوسته، به مخلوط های حبابی فرو می پاشیدند. Jackobsen پیشنهاد نمود که شوک های میعانی در این مخلوط های حبابی وقوع می یابد و سازوکاری برای کاهش ناگهانی ارتفاع فراهم می نماید.

همچنین تعداد دیگری از نتایج و مفاهیم از مطالعات مربوط به پمپ نمودن مخلوط های حباب های گازی / مایع حاصل شده است. یکی از مهمترین این ها، اندازه گیریهای اندازه حباب توسط Murakami و Minemura (۱۹۷۷ و ۱۹۷۸) می باشد. از این مطالعات معلوم شده که در اکثر شرایط عملی پمپ کردن مایعات، در همی جریان و برش در ورود به پمپ در جهت شکستن آن گروه از حباب های گازی عمل می کنند، که در ورود به گذرگاه میان پره ها از اندازه معینی بزرگ تر باشند. نسبت نیروئی که تمایل به شکستن حباب ها را دارد به کشش سطحی، که در برابر شکست حباب مقاومت می کند، عدد Weber است و وفق پیشنهاد Murakami

و Minemura (۱۹۷۷ و ۱۹۷۸) نسبت قطر بزرگترین حبابی که در جریان برشی ورودی بدون شکست باقی بماند $2R_M$ به فاصله دو پره متوالی h_l ، تابعی از عدد Weber، $We = \rho \Omega^2 R_{TI}^2 h_l / \sigma$ می باشد. شکل ۷-۲۲، داده های مربوط به $2R_M / h_l$ را که Murakami و Minemura در پمپ های سانتریفوژ و محوری اندازه گیری کرده اند را نشان می دهد.

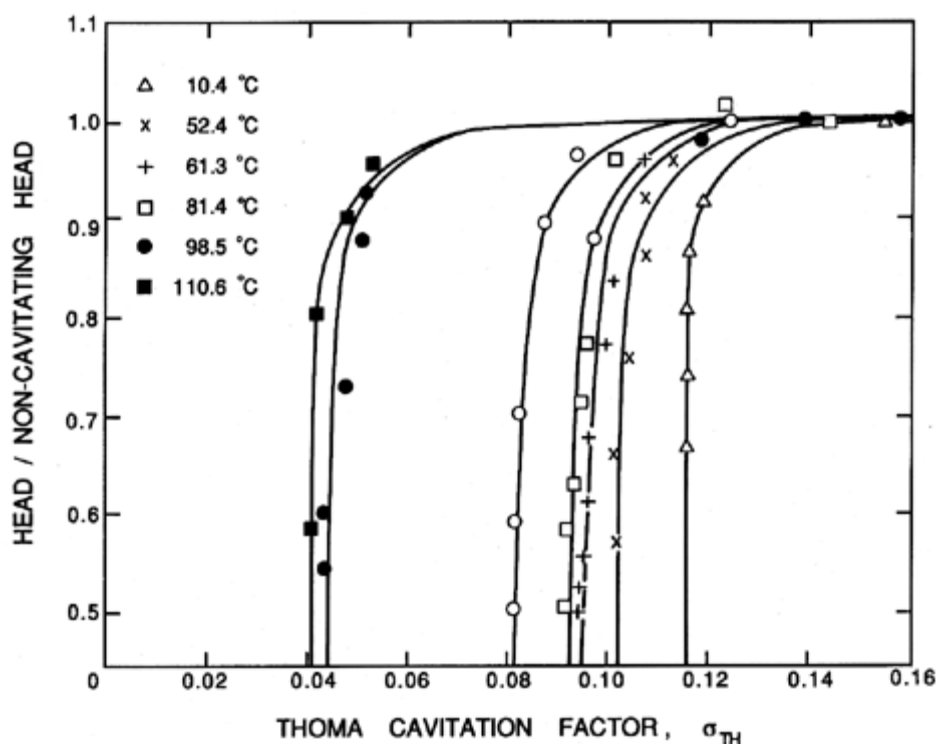


شکل ۷-۲۲ قطر حباب ها که در گذرگاه بین پره های پمپ های سانتریفوژ و محوری بصورت تابعی از عدد Weber اندازه گیری شده است.

اندازه حباب ها در گذرگاه پره ها پارامتر با اهمیتی می باشد زیرا مهاجرت و بهم پیوستن این حباب ها باعث تنزل کیفیت عملکرد پمپ می گردد. نظر به اینکه سرعت حرکت نسبی بین حباب ها و مایع، با اندازه حباب به توان عددی متناسب است که بستگی به عدد رینولدز رژیم جریان دارد، بنابراین هر چه حباب ها بزرگتر باشند، این احتمال بیشتر می شود که حفره های بزرگتری در گذرگاه پره در مسیر مهاجرت حباب ها به طرف منطقه با فشار پائین، ایجاد گردد (Furuya - ۱۹۸۵، Furuya و Maekawa - ۱۹۸۵). همان گونه که Patel و Runstadler (۱۹۷۸) ضمن آزمایش های روی پمپ های سانتریفوژ و گذرگاه های دورانی دریافتند، منطقه های با فشار پائین نه تنها روی سطح مکشی پره ها رخ می دهند بلکه زیرپوشش پروانه پمپ سانتریفوژ نیز ایجاد می شود. این حفره های بزرگ می تواند باعث تغییرات اساسی در زاویه انحراف جریان شود که پروانه را ترک می کند و بنابراین باعث تغییر چشمگیر در عملکرد پمپ می گردد. این سازوکار کاهش دهنده ارتفاع محتملاً نه تنها برای جریان های گاز / مایع بلکه برای جریان های کاویتاسیونی با اهمیت است. در جریان های گاز / مایع هرچه سرعت بزرگتر باشد درجه شکستن حباب در ورودی بیشتر و حباب ها کوچکتر خواهند بود. ولی در جریان های با سرعت بزرگتر نیروی موثر بر حباب ها نیز بزرگتر می باشد و لذا نتیجه نهائی واضح نیست. فقط میتوان به این نتیجه رسید که هر دو روند، یعنی شکست حباب ها در ورودی و مهاجرت حباب ها در گذرگاه پره ها ممکن است با اهمیت بوده و مطالعه بیشتری را در راستای تحقیقاتی که توسط Murakami و Minemura انجام شده، طلب می نماید.

در ابتدای این بخش کاربرد معادله Raileigh-Plesset را برای مطالعه رفتار حباب های کاویتاسیونی انفرادی مورد بحث قرار دادیم . چنین تحلیلی برای برآورد تفاوت هایی که در کاویتاسیون مایعات مختلف وجود دارد و همین طور یک مایع ولی در دماهای مختلف ، مفید می باشد. این موارد در بخش بعدی مورد بحث قرار خواهند گرفت . در بخش بعد از آن توجه خود را به روش های خط جریان آزاد که برای مدل سازی جریان هایی که حفر های پیوسته یا حفره های پر شده از گاز در پره های توربو ماشین ایجاد می شود ، کار برد دارد .

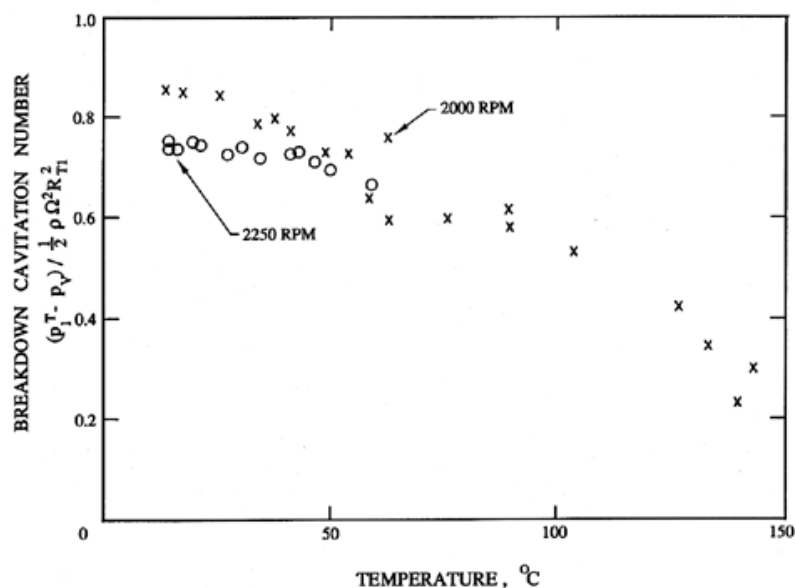
۷-۷ تاثیر دما بر عملکرد پمپ



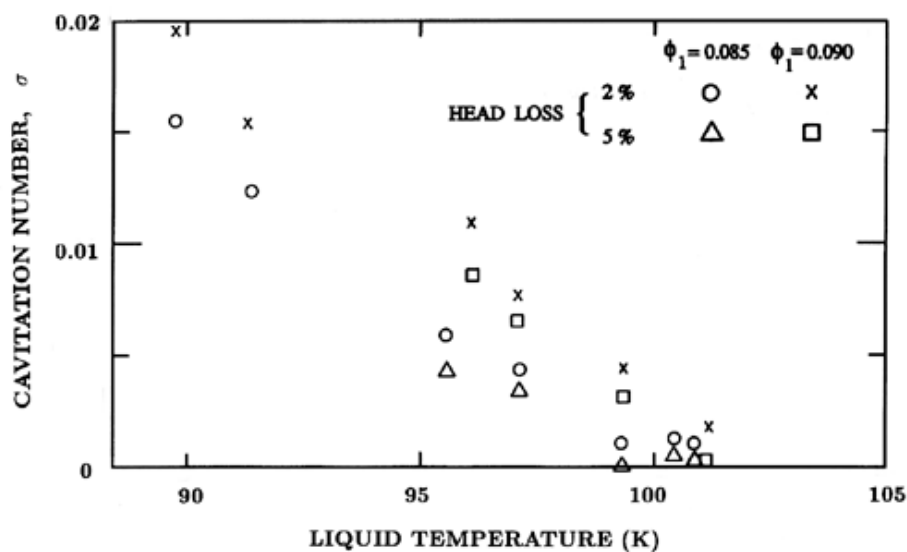
شکل ۷-۲۳ مشخصه نمونه عملکرد با کاویتاسیون برای پمپ های سانتریفوژی که آب را در دماهای مختلف مشخص شده در شکل ، پمپ می کنند .

واضح است که تغییر در دمای مایعی که پمپ می شود بر فشار بخار ، p_v و در نتیجه بر $NPSH$ یا عدد کاویتاسیون تاثیر می گذارد . البته پیش تر ، این آثار در تحلیل یا نمایش عملکرد با استفاده از تفاوت بین فشار ورودی و فشار بخار بجای مقدار مطلق فشار ورودی ، بعنوان پارامتر جریان لحاظ شده است . ولی دمای مایع آثار دیگری دارد که چندان واضح نیست و لازم است قدری بحث و تحلیل گردد . این اثر در شکل ۷-۲۳ که شامل داده های مربوط به عملکرد با کاویتاسیون پمپ سانتریفوژی است که در دما های متفاوت آب را پمپ می کند (Arndt-۱۹۸۱ از Chivers-۱۹۶۹) . توجه شود که اساساً شکست کاویتاسیون با افزایش دمای آب کاهش می یابد . برخلاف تصور ذهنی ، عملکرد با افزایش دما عملاً بهبود می یابد . تغییر عدد کاویتاسیون

شکست ، σ_b با دمای ورودی در آزمایش های Chivers (۱۹۶۹) در شکل ۷-۲۴ نشان داده شده است که شامل داده های مربوط به دو سرعت متفاوت است و کاهش پایدار σ_b را با افزایش دما نشان می دهد . داده ها در دوسرعت در دماهای پائین تا اندازه ای با یکدیگر اختلاف دارند . برای نشان دادن اینکه آثار حرارتی در سایر مایعات و سایر انواع پمپ ها رخ می دهد ، شکل ۷-۲۵ داده های گزارش شده توسط Gross (۱۹۷۳) از آزمایش های انجام شده روی پمپ القاء کننده اکسیژن مایع در Saturn J-2 را منعکس می نماید . این شکل الگوی مشابهی با آنچه در شکل ۷-۲۴ منعکس شده را نشان می دهد . سایر داده های از این نوع توسط Stepanof (۱۹۶۱) ، Spraker (۱۹۶۵) و Salemann (۱۹۵۹) برای دیگر انواع مایعات ارائه شده است .



شکل ۷-۲۴ آثار ترمودینامیکی روی کاویتاسیون شکست در یک پمپ سانتریفوژ تجارتی



شکل ۷-۲۵ اثر دما بر عملکرد با کاویتاسیون پمپ القاء کننده اکسیژن مایع J-2

این آثار به سهولت برای کاویتاسیون حباب متحرک توضیح داده شده است اگرچه آنرا میتوان به سایر انواع کاویتاسیون نیز عمومیت داد. در هر حال، برای سهولت، تک حباب (یا هسته ای) را در نظر می گیریم، وقتی حباب به منطقه فشار پائین وارد شود شروع به رشد می کند. مایع در سطح حباب بخار می شود تا حباب پر شده از بخار، افزایش حجم یابد. حال اتفاقاتی که در دو دمای مختلف یکی دمای "بالا" و دیگری دمای "پائین" رخ می دهد را با یکدیگر مقایسه می کنیم. در دماهای "پائین" چگالی بخار اشباع کم است و بنابراین گذر جرمی مایع تبخیر شده کوچک می باشد. در نتیجه نرخ گرمای مورد نیاز بشکل گرمای نهان موثر در تبخیر کم است. از آنجائی که گرما از توده مایع تامین می گردد و نرخ انتقال حرارت کوچک است، این به معنی کوچک بودن میزان کاهش دما در فصل مشترک حباب و مایع نسبت به توده مایع می باشد. در نتیجه فشار بخار در حفره فقط به مقدار کمی از فشار بخار در دمای توده مایع کمتر می گردد. نهایتاً نیروی رانشی که باعث رشد حباب است، یعنی اختلاف بین فشار داخلی (فشار بخار) و فشار در فاصله دور از حباب، چندان تابع آثار حرارتی نخواهد بود.

حال، وقوع همین پدیده را در دمای "بالا" در نظر می گیریم. چون چگالی بخار چند مرتبه بزرگی از مقدار آن در دمای "پائین" بیشتر است، گذر جرمی بخار، بازاء نرخ رشد حجمی مشابه، بسیار بزرگتر می باشد. بنابراین گرمائی که بایستی به فصل مشترک هدایت گردد بسیار بیشتر خواهد بود که این به معنی تشکیل لایه مرزی حرارتی قابل توجهی در مایع در محل فصل مشترک با حباب است، که باعث کاهش دما در حباب به میزان قابل توجهی کمتر از توده مایع می گردد و این بنوبه خود به معنی این است که فشار بخار در حباب بسیار کمتر از مقداری است که میتوان انتظار داشت. در نتیجه نیروی رانشی که در رشد بخار موثر است کاهش می یابد. این کاهش در رشد حباب بعثت آثار حرارتی، منشاء آثار حرارتی در عملکرد با کاویتاسیون پمپ ها می باشد. از آنجائی که افت ارتفاع با کاویتاسیون عمدتاً بعثت اختلال در جریان مایع بلحاظ حجم های بخار در حال رشد و در حال فرو پاشی در پمپ می باشد، هر گونه کاهشی در نرخ رشد حباب، میزان اختلال را کمتر نموده و باعث بهبود در عملکرد می گردد.

این اثر حرارتی را با اندک تغییری در جزئیات، میتوان به حفره های پیوسته یا حفره های پره ها نیز گسترش داد. در جریان سوی حفره پره، بخار با گذر حجمی معینی که تابع سرعت جریان و سایر پارامترهای هندسی است، به جریان مایع وارد می شود. در دماهای بالاتر این به معنی ورود جرم بیشتری از بخار بعثت چگالی بزرگتر بخار خواهد بود. نظر به اینکه برای متعادل کردن این ورود بخار به مایع، تبخیر در سطح حفره انجام می شود، در دماهای بزرگتر، منجر به اختلاف دمای بزرگتری می گردد. و باعث فشار بخار کمتری از آنچه میتوان انتظار داشت در داخل حفره می شود و بنابراین عدد کاویتاسیون "موثر" بزرگتر می گردد. در نتیجه در دمای بالاتر عملکرد با کاویتاسیون بهبود می یابد.

بعضی از دلایل نظری و تجربی برای تعیین مقدار این گونه آثار حرارتی پیشنهاد شده است. ابتدا با استدلال نظری که توسط Moore و Ruggeri (۱۹۶۹) و توسط Brennen (۱۹۷۳) پیشنهاد شد بررسی را شروع می کنیم. این استدلال، بصورت آشکاری برای کاویتاسیون حبابی کار برد دارد و بصورت زیر است:

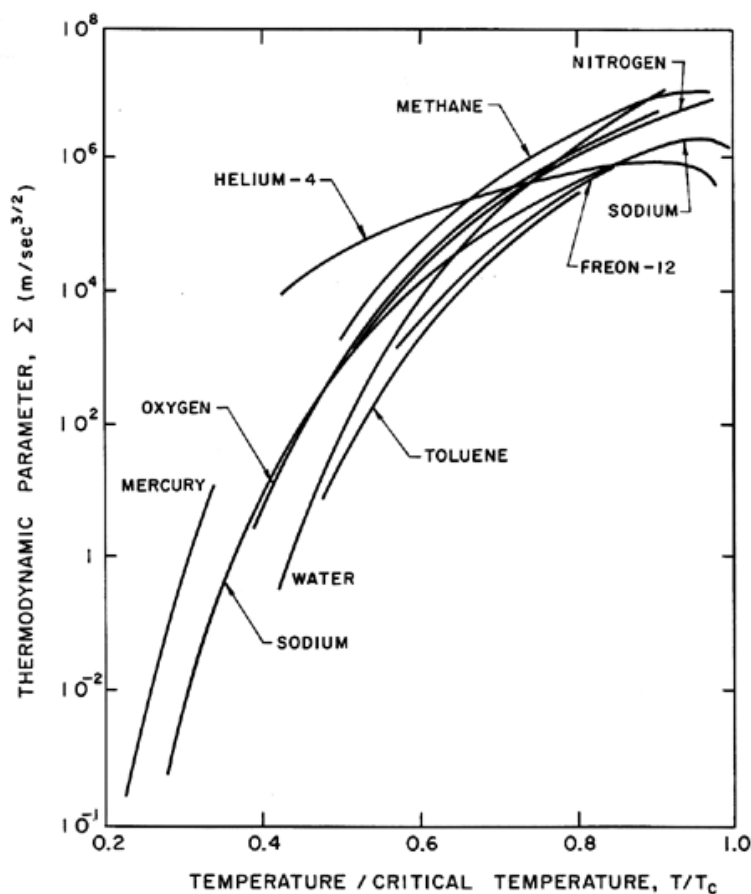
در ابتدای رشد حباب، نرخ رشد سریعاً به مقدار داده شده در معادله ۸-۶ میل می کند و جمله مهم $(dr/dt)^2$ در معادله ۱-۶، Raileigh-Plesset تقریباً ثابت می گردد. از طرف دیگر، جمله حرارتی، Θ ، که ابتدا برابر صفر است وفق معادله ۶-۶ با آهنگ $t^{1/2}$ رشد می کند. نهایتاً در زمان بحرانی t_c ، جمله حرارتی Θ به سمت مقدار $(p_B(T_\infty) - p)/\rho_L$ میل کرده و شروع به کاهش نرخ رشد می کند. با استفاده از عبارت ۶-۶ زمان بحرانی از رابطه زیر تعیین می شود:

$$t_C \approx (p_B - p) / \rho_L \Sigma^2 \quad \dots (7-1)$$

اگر $t \ll t_C$ باشد، جمله های غالب در معادله ۶-۱ شامل $(p_B - p) / \rho_L$ و $(dR/dt)^2$ می باشد و نرخ رشد حباب وفق معادله ۶-۸ خواهد بود. در صورتیکه $t \gg t_C$ جمله های غالب در معادله ۶-۱ $(p_B - p) / \rho_L$ و Θ می شوند به نحوی که با استفاده از معادله های ۶-۴ و ۶-۵ نرخ رشد حباب وفق معادله زیر بیان می گردد:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{c_{pL}(T_{\infty} - T_B(t))}{L} \left(\frac{\alpha_L}{t} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots (7-2)$$

که رابطه ای نمونه برای بیان نرخ رشد در فرایند جوش می باشد. حال هسته یا حبابی را در نظر بگیرید که از درون پمپ عبور نماید، زمان عبور از مرتبه $I/\Omega\phi$ خواهد بود. از موارد فوق الذکر نتیجه می شود که اگر $1/t_C \gg \Omega\phi$ ، بنابراین رشد حباب توسط آثار حرارتی بازداشته نمی شود و رشد انفجاری حباب کاویتاسیونی بابتانسیل ایجاد اختلال اساسی در جریان مایع و تنزل کیفیت عملکرد پمپ، رخ خواهد داد. از جانب دیگر، اگر $1/t_C \ll \Omega\phi$ ، اکثر رشد حباب بصورت حرارتی بازداشته می شود و عملکرد با کاویتاسیون بهبود می یابد.



شکل ۷-۲۶ پارامتر ترمودینامیکی، Σ بصورت تابعی از دما برای انواع مایعات اشباع شده.

برای محاسبه t_C ، مقادیر Σ که وفق تعریف (معادله ۷-۶) فقط تابعی از دمای مایع است ، مورد نیاز می باشد . مقادیر نمونه Σ برای انواع مختلف مایعات در شکل ۷-۲۶ بصورت تابعی از دما ارائه شده است (به منظور نشان دادن تمام مایعات در یک نمودار ، از نسبت دما به دمای بحرانی استفاده شده است) . توجه شود که تغییرات زیاد مقدار Σ اساساً بلحاظ تغییر چگالی بخار با دما می باشد .

بعنوان مثال ، جریان آبی در حال کاویتاسیون که در آن اختلاف فشار $(p_B - p)$ ، در حدود 10^4 N/m^2 یا 0.1 bar باشد را در نظر می گیریم . سپس چون آب در 20°C دارای مقدار Σ برابر $1 \text{ m/s}^{3/2}$ است مقدار t_C در حدود 10 s می باشد . بنابراین ، عملاً در تمام پمپ ها $\Omega\phi$ از $1/t_C$ خیلی بزرگتر بوده و هیچگونه اثر حرارتی رخ نمی دهد . از سوی دیگر در دمای 100°C مقدار Σ در حدود $10 \text{ m/s}^{3/2}$ و در نتیجه $t_C = 10 \mu\text{s}$ است . بنابراین عملاً در تمام شرایط « $1/t_C \ll \Omega\phi$ » و اثر حرارتی شدیدی قابل انتظار خواهد بود . در حقیقت در هر کاربرد مشخصی دمای " بحرانی " معینی وجود دارد که بیشتر از آن دما، میتوان اثر حرارت را روی کاویتاسیون ، انتظار داشت . برای پمپ آبی که در سرعت 3000 rpm کار میکند این دمای " بحرانی " در حدود 70°C است ، و این مقدار یست که با اندازه گیری های تجربی عملکرد پمپ سازگار است .

عمده ترین مشکل در روش فوق الذکر ، یافتن روشی برای ارزیابی اختلاف فشار ، $(p_B - p)$ برای استفاده در معادله ۱۷ بمنظور محاسبه t_C است . روش دیگر ، استفاده از داده های تجربی بعنوان راهنما بمنظور ایجاد معیاری براساس مدل فوق الذکر است . به این منظور معادله ۷-۱ برحسب گروه های بدون بعد بصورت زیر نوشته می شود :

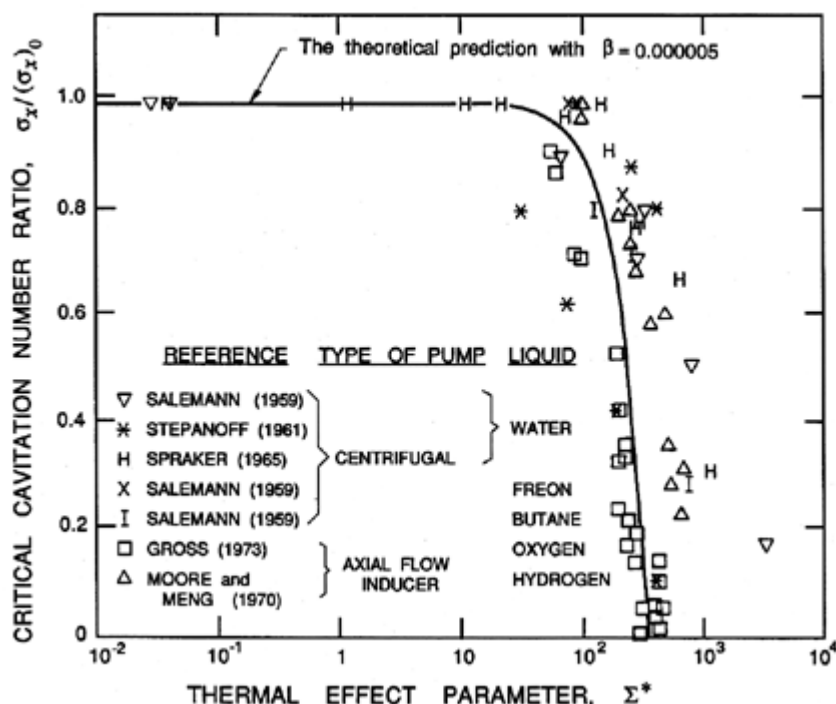
$$\Omega\phi t_C = \frac{1}{2} \left\{ \frac{p_B - p}{\frac{1}{2} \rho_L \Omega^2 R_T^2} \right\} \left\{ \frac{R_T^2 \Omega^3 \phi}{\Sigma^2} \right\} \quad \dots (7-3)$$

که عبارت واقع در اولین پرانتز در سمت راست معادله را میتوان با تقریب بصورت $(-C_{pmin} - \sigma)$ بیان نمود که C_{pmin} در آن ، یک ضریب فشار مشخصه کمینه است . بنابراین نتیجه می شود مرز بین جریانی که بعلت کاویتاسیون در غیاب آثار حرارتی دچار شکست شده و جریانی که بعلت آثار حرارتی سودمند دچار شکست نشده است ، زمانی رخ می دهد که حاصلضرب $\Omega\phi t_C$ برابر با یک مقدار بحرانی شود که آنرا با β نشان می دهند . معادله ۷-۳ با قرار دادن $\Omega\phi t_C$ برابر β یک عدد کاویتاسیون شکست بحرانی را تعریف می کند که آنرا σ_x (یا σ_a یا σ_b) می نامیم ، بنابراین :

$$\sigma_x = -C_{pmin} - 2\beta \frac{\Sigma^2}{R_T^2 \Omega^3 \phi} \quad \dots (7-4)$$

مقدار σ_x در غیاب آثار حرارتی بایستی برابر $-C_{pmin}$ (σ_x)₀ باشد و در نتیجه معادله ۷-۴ بصورت زیر تبدیل می شود .

$$\frac{\sigma_x}{(\sigma_x)_0} = 1 - 2\beta \frac{\Sigma^2}{R_T^2 \Omega^3 \phi (\sigma_x)_0} \quad \dots (7-5)$$

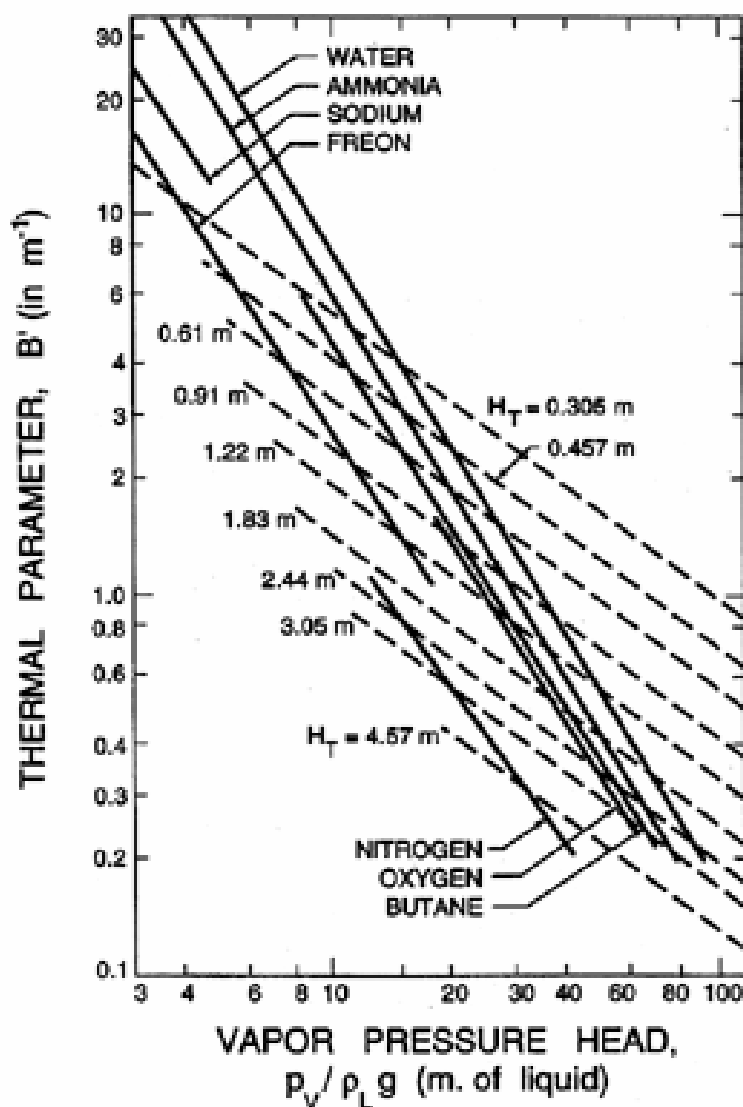


شکل (۷-۲۷) - نسبت عدد کاویتاسیون بحرانی σ_x (یا σ_b یا σ_a) به $(\sigma_x)_0$ (مقدار σ_x در غیاب هرگونه اثر حرارتی) بصورت تابعی از پارامتر اثر حرارتی Σ^* داده ها برای انواع پمپ ها و مایعات می باشد.

بنابراین نتیجه می شود نسبت اعداد کاویتاسیون بحرانی $\sigma_x/(\sigma_x)_0$ ، تابع ساده ای از پارامتر اصلاح شده اثر حرارتی، Σ^* است، که وفق معادله زیر تعریف می شود:

$$\Sigma^* = \Sigma / \left\{ R_T^2 \Omega^3 \phi(\sigma_x)_0 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \dots(۷-۶)$$

برای آزمایش این فرضیه، داده هایی از دامنه ای از آزمایش های مختلف انجام شده، در شکل ۷-۲۷ ارائه شده است. میتوان ملاحظه نمود که داده ها بصورت بسیار تقریبی به نوعی از منحنی عمومی برای تمام این انواع پمپ ها و مایعات مختلف منطبق است. خط پر با معادله ۷-۵ بازاء مقدار انتخابی دلخواه $\beta = 5 \times 10^{-6}$ انطباق دارد. در نتیجه این کوشش برای مدل سازی آثار حرارتی به درجه محدودی موفق آمیز است. معذالک بایستی توجه نمود که پراکندگی افقی داده ها در شکل ۷-۲۷ بیشتر از ۱۰ برابر است، اگرچه این پراکندگی با توجه به دامنه متفاوت هندسه ها ممکن است اجتناب ناپذیر باشد. ضمناً یک سری از این داده ها را که مربوط به Chivers (۱۹۶۹) است، حذف کرده ایم زیرا این داده ها، همگی در سمت چپ داده های گنجانده شده در شکل قرار می گیرند.



شکل ۷-۲۸ پارامتر B' (برحسب m^{-1}) برای چندین مایع مختلف و H_T (برحسب m) برای پمپ های سانتریفیوژ که در گذر جریان طراحی و در ۳٪ افت ارتفاع کار کنند.

در گذشته تعدادی از روش های صرفاً تجربی برای همین مسئله پیشنهاد شده است. در همه این روش های تجربی هدف پیش بینی تغیرات $NPSH$ یعنی $\Delta NPSH$ ناشی از اثر حرارتی است. کمیت $\Delta NPSH$ برابر افزایشی است که به مقدار آن، مشخصه عملکرد با کاویتاسیون در نتیجه اثر حرارتی به سمت چپ شکل منتقل می گردد. روش پیشنهادی Stepanoff و Stahl (۱۹۵۶) و Stepanoff (۱۹۶۱ و ۱۹۶۴) بنحو گسترده ای کاربرد دارد، و براساس این پیش فرض است که مشخصه با کاویتاسیون یک پمپ معین که در سرعت مشخصی با دو مایع مختلف (یا با یک مایع ولی در دو دمای متفاوت) کار می کند در جهت افقی به مقداری وفق معادله ۷-۷ انتقال می یابد.

$$\Delta NPSH = H_{T1} - H_{T2}$$

که H_{T1} و H_{T2} در آن، فقط به خواص ترمودینامیکی هر یک از دو مایع، بصورت جداگانه بستگی دارد. این خاصیت عمومی با H_T نشان داده شده است. همچنین Stepanoff، برای سهولت از پارامتر B' بجای گروه $\rho_L^2 c_{PL} T_\infty / \rho_V^2 L^2$ ، استفاده می کند که در Σ و تقریباً همه تحلیل های مربوط به آثار حرارتی بکار می رود. Stall و Stepanoff با آزمایش داده ها در تعدادی از پمپ های تک مرحله ای با سرعت 3500 rpm به یک رابطه تجربی بین H_T و خواص ترمودینامیکی بشکل زیر رسیدند:

$$H_T(\text{in } m) = 28.9 \rho_L g / p_V (B')^{\frac{4}{3}} \quad \dots (7-8)$$

نسبت $p_V / \rho_L g$ ارتفاع متناظر با فشار بخار (برحسب متر m) و B' برحسب m^{-1} است. این رابطه بصورت ترسیمی در شکل ۷-۲۸ نشان داده شده است. میتوان به روشنی از معادله ۷-۸ (یا شکل ۷-۲۸) به منظور محاسبه H_T برای مایع و یا دمای کار مورد نظر و برای مایع مرجع در دمای کار مرجع استفاده نمود. بنابراین عملکرد با کاویتاسیون در شرایط مورد نظر با کاربرد انتقال، وفق معادله ۷-۷ به عملکرد با کاویتاسیون مشخص تحت شرایط مرجع حاصل می گردد.

۷-۸ روش های خط جریان آزاد

تنوع انواع کاویتاسیون در پمپ ها و پیچیدگی جریان های دوفازی که ایجاد می گردد بمعنی فقدان روش های تحلیلی قابل اعتماد برای پیش بینی مشخصه های عملکرد با کاویتاسیون است. معذالک اگر جریان با کاویتاسیون را بتوان با حفره های منفرد، کاملاً شکل گرفته یا متصل روی هر پره تقریب نمود میتوان از روش های تئوری خط جریان آزاد استفاده نمود که خواننده میتواند برای مطالعه تفصیلی آن به بررسی های که توسط Tulin (۱۹۶۴) و Wu (۱۹۷۲) تهیه شده یا کتاب های Birkhoff و Zarantonello (۱۹۵۷) و Brennen (۱۹۹۴) مراجعه نماید. روش های تحلیلی را میتوان به تئوری های خطی که برای جریان های باریک خط جریانی کار برد دارند (Tulin-۱۹۶۴) و تئوری های غیر خطی که دقیق تر می باشند ولی از نظر ریاضی بسیار پیچیده تر هستند (Wu-۱۹۷۲)، تقسیم نمود. هر دو روش در ارتباط با جریان های خط جریان آزاد در مسائل مربوط به جریان حفره ها بکار رفته اند ولی ضروری است که بحث های حاضر را به بعضی از تحلیل های مرتبط با موضوع کاویتاسیون در پمپ ها محدود نمائیم. ابتدا نقل بعضی از نتایج حاصله از هیدرو فویل های منفرد که توسط Acosta (۱۹۷۳) بازبینی شده میتواند زمینه با ارزشی را تأمین نماید. بویژه در اینجا توجه خود را بر نتایج تقریبی تئوری های خطی برای هیدروفویل های با صفحه تخت که بخشی از آنها دچار کاویتاسیون شده و یا کاملاً توسط کاویتاسیون پوشیده شده اند، متمرکز می کنیم. حل مسئله در حالت کاویتاسیون جزئی (Acosta-۱۹۵۵) ضریب برار را بشرح زیر بدست می دهد:

$$C_L = \pi \alpha \left[1 + (1 - \ell)^{\frac{1}{2}} \right] \quad \dots (7-9)$$

که در آن ℓ نسبت طول حفره به طول وتر هیدروفویل است و با عدد کاویتاسیون σ بصورت زیر مربوط است:

$$\frac{\sigma}{2\alpha} = \frac{2 - \ell + 2(1 - \ell)^{\frac{1}{2}}}{\ell^{\frac{1}{2}}(1 - \ell)^{\frac{1}{2}}} \quad \dots (7-10)$$

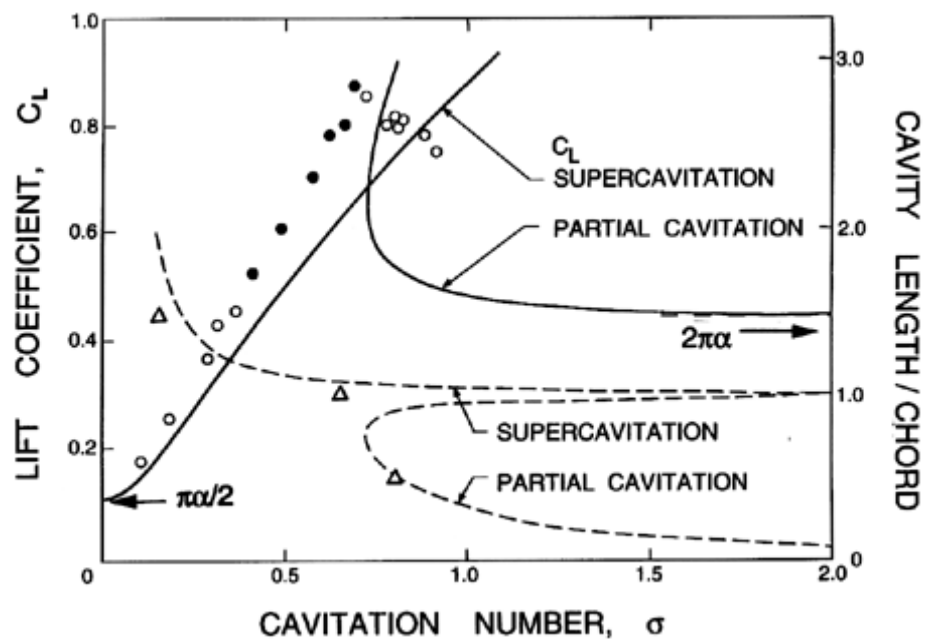
بنابراین برای حفره ای که طول آن معین و برابر ℓ و زاویه معین برخورد جریان با هیدروفویل برابر α است، ضریب کاویتاسیون وفق معادله ۷-۱۰ و ضریب برآز معادله ۷-۹ حاصل می گردد. توجه شود که با میل $\ell \rightarrow 0$ مقدار C_L به مقدار تنوری برای صفحه تخت بدون کاویتاسیون یعنی $2\pi\alpha$ میل می کند.

حل متناظر برای صفحه تخت در حالت کاویتاسیون پیشرفته توسط Tulin (۱۹۵۳) در مقاله پیشگامش در مورد جریان های با کاویتاسیون خطی ارائه شده است. در این حالت داریم:

$$C_L = \pi\alpha\ell \left[\ell^{\frac{1}{2}}(\ell - 1)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad \dots (7-11)$$

$$\alpha \left(\frac{2}{\sigma} + 1 \right) = (\ell - 1)^{\frac{1}{2}} \quad \dots (7-12)$$

که البته در این حالت $\ell > 1$ است.

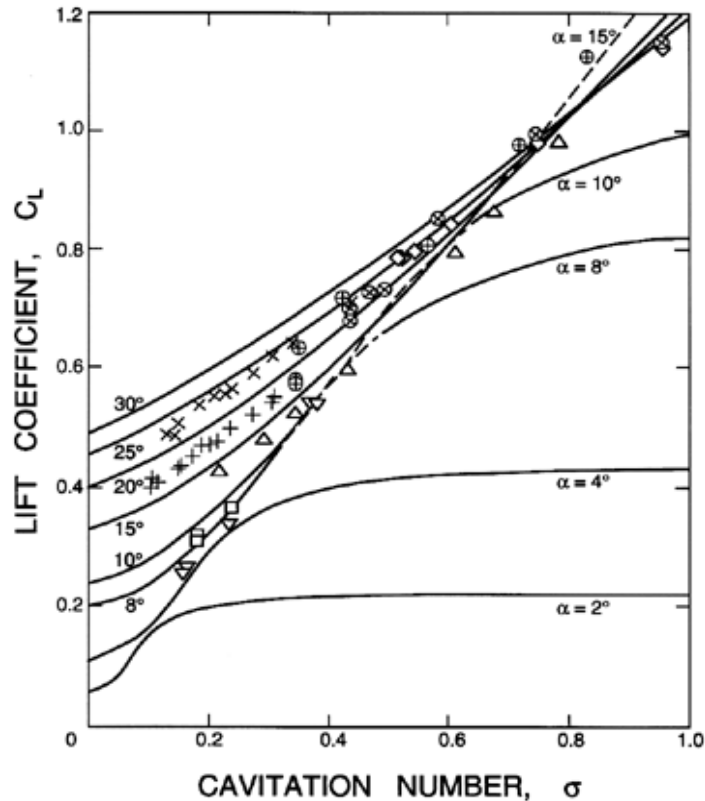


شکل ۷-۲۹ نتایج نمونه از تنوری خطی شده برای صفحه تخت با زاویه برخورد ۴ درجه. ضریب برآ، C_L (خطوط پر) و نسبت طول حفره به وتر، ℓ (خطوط مقطع) از تنوری کاویتاسیون پیشرفته Tulin (۱۹۵۳) و تنوری کاویتاسیون جزئی Acosta - ۱۹۵۵ اقتباس شده است. همچنین نتایج تجربی از Wade و Acosta (۱۹۶۶) برای ℓ بصورت مثلث ها و برای C_L بصورت دایره ها نشان داده شده است که شکل های توخالی معرف شرایط کار پایدار و شکل های توپر شرایط کار در نقاط ناپایدار کاویتاسیونی را مشخص می کنند.

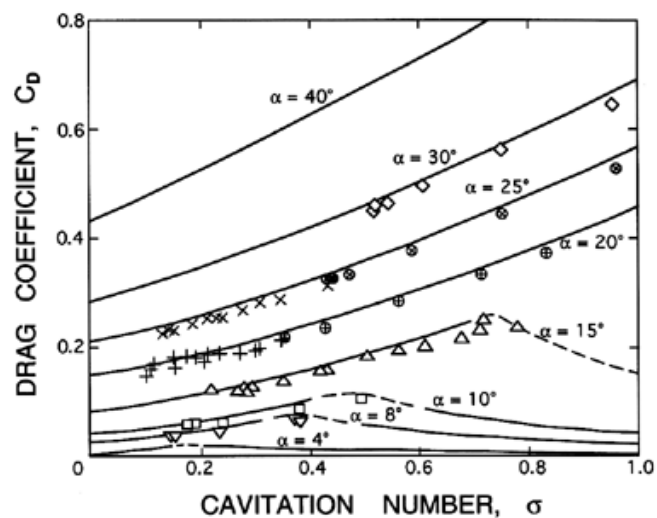
در شکل ۷-۲۹، ضریب برار و طول حفره از معادله های ۷-۹ تا ۷-۱۲ برای زاویه برخورد $\alpha=4$ درجه ترسیم شده است. توجه شود که در صورتیکه $\sigma \rightarrow \infty$ ضریب برار، در حالت کاملاً مرطوب یعنی $2\pi\alpha$ ، از منحنی کاویتاسیون جزئی حاصل می شود و اگر $\sigma \rightarrow 0$ میل کند ضریب برار، به $\pi\alpha/2$ میل می کند. توجه شود در هر دو حالت با برابر شدن طول حفره با طول وتر ($\ell \rightarrow I$) جواب ها بصورت غیر متعارف می باشند. در هر حال اگر بعضی بخش های کوچک هر منحنی نزدیک نقطه $\ell=I$ حذف گردد، مشخصه بصورت تنزل در عملکرد هیدروفویل با کاهش عدد کاویتاسیون، به آسانی مشاهده می شود. همچنین این نتایج با مشاهدات تجربی Wade و Acosta (۱۹۶۶) و شکل ۷-۲۹ بخوبی سازگار است. در نتیجه با کاهش عدد کاویتاسیون، یک فویل منفرد تغییرات اندکی در ضریب برار، از خود نشان می دهد تا عدد کاویتاسیون به مقداری بحرانی برسد (در حالت شکل ۷-۲۹ در حدود ۰/۷). کوچکتر از این عدد بحرانی، عملکرد به سرعت به نقطه "شکست" می رسد. بنابراین حتی یک فویل منفرد میتواند منعکس کننده عملکرد با کاویتاسیون شود که در پمپ وقوع می یابد. در سطحی با تقصیل بیشتر بایستی در نظر داشت که افزایش در ضریب برار، در حالت کاویتاسیون پیشرفته که با کاهش عدد کاویتاسیون کمتر از عدد بحرانی روی می دهد، در حقیقت هم بصورت تجربی در هیدروفویل های منفرد (برای مثال Wade و Acosta - ۱۹۶۶) و هم در پمپ ها مشاهده شده است.

رفتار غیر عادی جواب تحلیلی در نزدیکی عدد کاویتاسیون بحرانی مربوط به نوعی ناپایداری است که زمانی مشاهده شده که طول حفره دارای رتبه بزرگی برابر طول وتر فویل است. معذالک بحث بیشتر در این مورد را تا محل مناسب در فصل بعد (نگاه کنید به بخش ۸-۱۰) به تعویق می اندازیم. بعضی از داده های اضافی در مورد تغییر ضریب برار با زاویه برخورد در آن بخش ارائه شده است.

قبل از خاتمه موضوع فویل منفرد در حال کاویتاسیون، بایستی اشاره نمود که تحلیل های دقیق تر غیر خطی برای صفحه تخت یا نیمرخ های دارای هر شکل دلخواه توسط Wu (۱۹۵۲) و Mimura (۱۹۶۲)، و دیگران ارائه شده است. بعنوان نمونه از این نتایج غیر خطی ضریب های برار و پसार، به ازای اعداد و زاویه های برخورد مختلف در شکل های ۷-۳۰ و ۷-۳۱ در مقایسه با نتایج تجربی ارائه شده توسط Parkin (۱۹۵۸) و Silberman (۱۹۵۹) نشان داده شده اند. داده ها برای هر دو شرایط کاویتاسیون جزئی و کامل در این شکل ها به نمایش درآمده است، شرایط کاویتاسیون جزئی در اعداد بیشتر کاویتاسیون و زاویه های برخورد کمتر روی می دهد (بخش های خط چین منحنی ها نشان دهنده نوعی اصلاح و هموارسازی منحنی بصورت دلخواه در منطقه بحرانی است که طول حفره ها نزدیک به طول وتر می گردد). این مقایسه ها نشان می دهد که تئوری غیر خطی در توافق خوبی با اندازه گیری های تجربی است. در حالت هیدروفویل های با نیمرخ قوس دایره، Wu و Wang (۱۹۶۴) نتایجی با توافق مشابه با داده های Parkin (۱۹۵۸) برای این نیمرخ ها به دست آورده اند. برای بررسی های انجام شده در زمان های اخیر تر در مورد فویل های منفرد تحت کاویتاسیون پیشرفته به کار Furuya و Acosta (۱۹۷۳) رجوع شود.



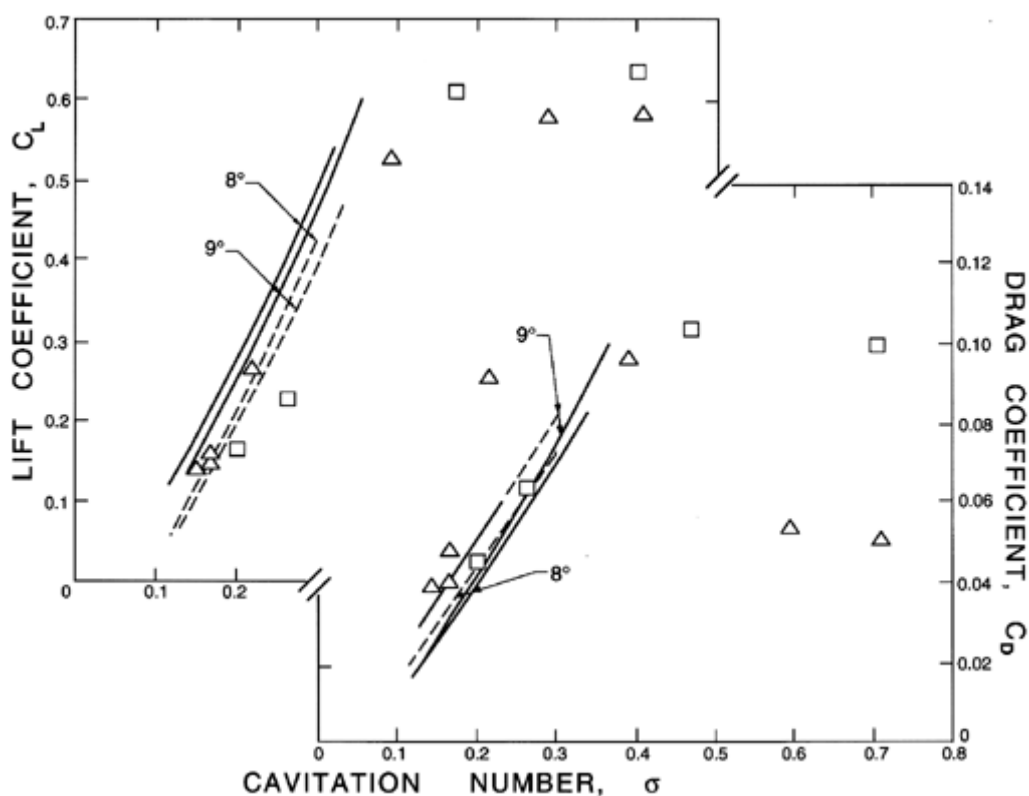
شکل ۷-۳۰ ضریب های برار، برای صفحه تخت از تئوری غیر خطی Wu (۱۹۶۲). در مقایسه با داده های تجربی مربوط به Parkin (۱۹۵۸) می باشد که برای زاویه های برخورد: ۸ درجه (مثلث واژگون)، ۱۰ درجه (مربع)، ۱۵ درجه (مثلث)، ۲۰ درجه (دایره با بعلاوه)، ۲۵ درجه (دایره با ضربدر) و ۳۰ درجه (شکل الماس) نشان داده شده است، ضمناً بعضی از داده های Silberman (۱۹۵۹) در تونلی برای فواره آزاد بصورت علامت جمع برای زاویه ۲۰ درجه و علامت ضرب برای زاویه برخورد ۲۵ درجه منعکس شده است.



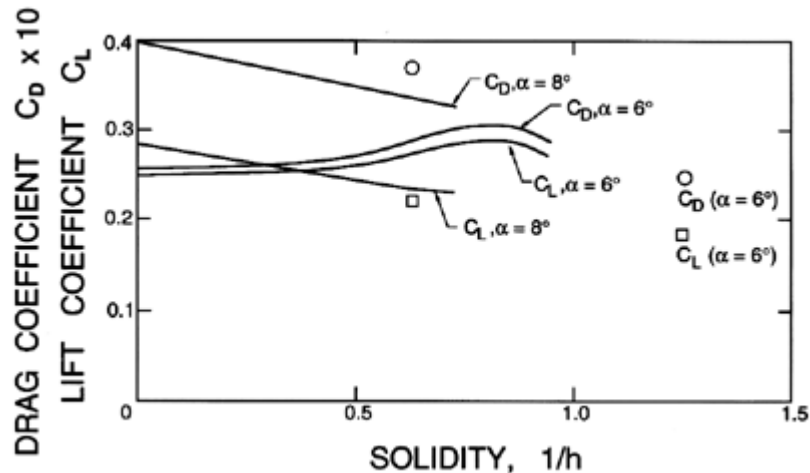
شکل ۷-۳۱ ضریب های "پسار" متناظر با ضریب های "برار" مربوط به شکل ۷-۳۰

۷-۹ ردیفه های با کاویتاسیون پیشرفته

حال به تحلیل خط جریان آزاد که بیشترین ارتباط را با توربو ماشین ها دارد ، یعنی تحلیل ها و داده های مربوط به ردیفه های در حال کاویتاسیون ، می پردازیم . ردیفه های با کاویتاسیون جزئی و با کاویتاسیون پیشرفته (نگاه کنید به شکل ۱۰-۵) با استفاده از روش های خط جریان آزاد ، تحلیل شده اند . اگر استحکام وزاویه تنظیم پره (زاویه بین امتداد محوری و خط وتر) کوچک باشد ، حفره هائی که در لبه هادی ایجاد می شوند به احتمال زیادی تا ماورای لبه خروجی گسترش می یابد . ردیفه های با این هندسه بیشتر دارای مشخصه ملخ ها می باشند و بنابراین نتایج حاصله از ردیفه های با کاویتاسیون پیشرفته اغلب در همین زمینه کاربرد دارد . از طرف دیگر اکثر پمپ هائی که دچار کاویتاسیون می شوند دارای استحکام های بزرگ (> 1) و زاویه های بزرگ تنظیم پره ، می باشند . در نتیجه کاویتاسیون جزئی شرایط مشخصه غالب تری در پمپ ها است ، بویژه افزایش فشار در پمپ باعث فروپاشی حفره ایجاد شده قبل از خروج از گذرگاه پره ها می گردد . در این بخش تحلیل ها و داده های مربوط به کاویتاسیون پیشرفته مورد بحث قرار می گیرد و در بخش بعدی نتایج مربوط به کاویتاسیون جزئی مورد مطالعه قرار خواهد گرفت .



شکل ۳۲-۷ ضرایب برار و پسا در صورت تابعی از عدد کاویتاسیون برای ردیفه های با استحکام برابر ۰/۶۲۵ و زاویه پره $\beta_b = 45 + \alpha$ که با زاویه های برخورد، α برابر ۸ درجه (مثلث ها) و ۹ درجه (مربع ها) کار می کند . نقاط نشان داده شده بصورت مثلث ها و مربع ها، مربوط به آزمایش های Wade و Acosta (۱۹۶۷) و نتایج تحلیلی، مربوط به ردیفه های با کاویتاسیون پیشرفته می باشد که توسط Duller (۱۹۶۶) با استفاده از تئوری خطی (خط چین ها) و Furuya (۱۹۷۵) با استفاده از تئوری غیر خطی (خطوط پر) تهیه شده اند .



شکل ۳۳-۷ ضرایب برار و پسا بر بصورت تابعی از استحکام در ردیفه های با زاویه پره $\alpha + \beta_b = 45^\circ$ که با زاویه های برخورد (α) نشان داده شده و با عدد کاویتاسیون $\sigma = 0.18$ کار می کنند. نقاط مربع ودایره ، مربوط به آزمایش های Wade و Acosta (۱۹۶۷) و خطوط مربوط به نتایج تحلیلی با استفاده از تئوری غیر خطی توسط Furuya (۱۹۷۵) ارائه شده است .

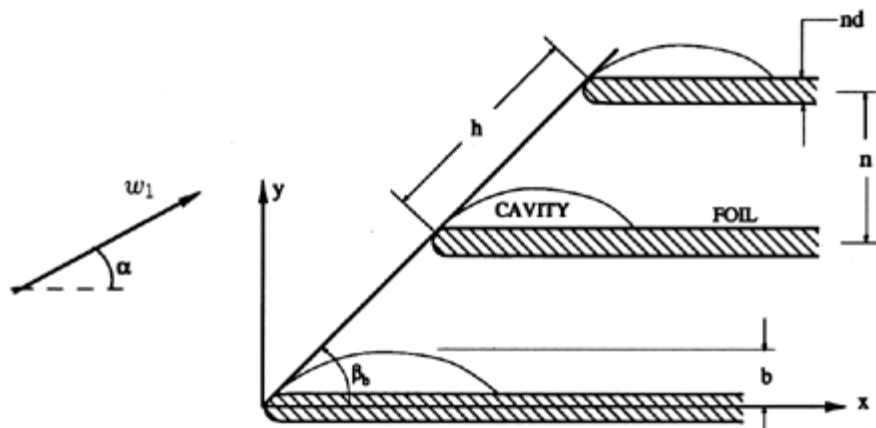
روش های خط جریان آزاد ابتدا توسط Betz و Petersohn (۱۹۳۱) برای حل مسائل مربوط به کاویتاسیون ردیفه ها بکار برده شد که از روش خطی برای تحلیل مسئله حفره های باز با طول بینهایت ایجاد شده توسط ردیفه های متشکل از هیدروفویل های با صفحه تخت ، استفاده نمودند . بکار گیری و تعمیم این روش برای تحلیل کاویتاسیون پیشرفته خطی توسط Sutherland و Cohen (۱۹۵۸) انجام شد که مسئله حفره های پیشرفته با طول محدود که در پشت ردیفه متشکل از صفحه تخت ایجاد می گردد را حل نمودند و همچنین توسط Acosta (۱۹۶۰) انجام شد که این روش را برای ردیفه های متشکل از هیدروفویل های با قوس دایره تعمیم داد . از سایر نوشته های پیش تر که در مورد تئوری ردیفه خطی برای فویل های با کاویتاسیون پیشرفته ارائه شده اند، میتوان مدل های Duller (۱۹۶۶) و Hsu (۱۹۷۲) و در نظر گرفتن تاثیر لبه های هادی گرد شده توسط Furuya (۱۹۷۴) را نامبرد . تحلیل های غیر خطی ابتدا توسط Woods و Buxton (۱۹۶۶) برای حالت ردیفه با صفحات تخت ارائه شدند . بعداً Furuya (۱۹۷۵) این تحلیل را به ردیفه های با فویل های دارای هر هندسه دلخواه تعمیم داد .

حجم بزرگی از داده های مربوط به عملکرد ردیفه های خطی با کوشش های Numachi (۱۹۶۱ و ۱۹۶۴) ، Wade و Acosta (۱۹۶۷) و دیگران جمع آوری شد . این داده ها امکان مقایسه با مدل های تحلیلی را بویژه در مورد تئوری های مربوط به کاویتاسیون پیشرفته امکان پذیر می سازد . شکل ۳۲-۷ مقایسه بین ضرایب اندازه گیری شده برار و پسا را (که بصورت عمود و موازی جهت جریان ورودی تعریف شده اند) برای ردیفه خاصی با نتایج تئوری از تئوری های کاویتاسیون پیشرفته Furuya (۱۹۷۵) و Duller (۱۹۶۶) نشان می دهد . توجه شود که ضرایب " برار " اندازه گیری شده ، از زوال روشن عملکرد ردیفه با کاهش عدد کاویتاسیون و رشد حفره های پیشرفته حکایت می کند . معذالک بایستی در نظر داشت که این تنزل تا زمانی که کاویتاسیون کاملاً فراگیر نشود وقوع نمی یابد . اعداد شروع کاویتاسیون برای این آزمایش ها برابر $\sigma_i = 2/35$ (برای ۸ درجه) و $\sigma_i = 1/77$ (برای ۹ درجه) بوده اند . در هر حال تاثیر نامطلوب بر عملکرد، زمانی مشاهده می شود که عدد کاویتاسیون به کمتر از ۰/۵ کاهش یابد .

بنابر این دامنه بزرگی از اعداد کاویتاسیون میانی موجودند که با زاء آنها کاویتاسیون جزئی رخ می دهد ولی بر عملکرد تاثیر کمی می گذارد .
 Furuya (۱۹۷۵) نشان داد که در ردیفه ها و زاویه های برخورد بکار رفته در مثال شکل ۷-۳۲ تئوری های خطی و غیر خطی کاویتاسیون ، نتایج مشابه و نزدیکی به نتایج آزمایش ها حاصل می کند . این در شکل ۷-۳۲ نشان داده شده است . معذالک Furuya همچنین نشان می دهد که در مواردی تئوری های خطی کاویتاسیون بکلی نتایج اشتباهی ببار می آورند و در این موارد بایستی از تئوری های غیر خطی استفاده نمود . اثر استحکام بر نتایج نیز حائز اهمیت است زیرا استحکام پارامتر اصلی طراحی در تعیین تعداد پره های پمپ ها و ملخ های کشتی ها می باشد . شکل ۷-۳۳ اثر استحکام را در حالتی که حفره های پیشرفته بزرگ حاضر باشند نشان می دهد ($\sigma = 0.18$) . توجه شود که استحکام در زاویه های برخورد کوچک دارای تاثیر کمی است .

۱۰-۷ ردیفه های با کاویتاسیون جزئی

در زمینه پمپ ها ، تحلیل های انجام شده توسط Acosta و Hollander (۱۹۵۹) و Stripling و Acosta (۱۹۶۲) در مورد کاویتاسیون جزئی در یک ردیفه نیمه محدود با پره های بینهایت نازک و تحلیل انجام شده توسط Wade (۱۹۶۷) در مورد ردیفه محدود با فویل های با کاویتاسیون جزئی ، امکانات بویژه با ارزشی برای تحلیل عملکرد ردیفه های دو بُعدی با پره های در حال کاویتاسیون فراهم می کنند . در زمان های بعد ، جنبه های سه بُعدی این تحلیل ها توسط Furuya (۱۹۷۴) مورد تحقیق قرار گرفت . بعنوان مکملی به روش های تحلیلی محض ، روش های ابداعی تری را میتوان اختیار نمود که در آنها تحلیل های متداول ردیفه ها (نگاه کنید به بخش های ۲-۳ و ۳-۵) با داده های مربوط به برار و پसार پره ها تحت شرایط با کاویتاسیون ، ادغام گردند .



شکل ۷-۳۴ شمای ردیفه متشکل از پره های تخت با ضخامت nd در حال کاویتاسیون جزئی

در اینجا نتایج تحلیل های خط جریان آزاد که توسط Acosta و Brennen (۱۹۷۳) انجام شده اند را بعنوان مثال مطرح می کنیم . البته این تحلیل نمونه کمی اصلاح شده تحلیل Acosta و Hollander برای ردیفه با پره های تخت بینهایت نازک می باشد که در حال کاویتاسیون جزئی

است. اصلاح انجام شده بمنظور اضافه کردن ضخامت محدود به پره ها می باشد. همانطوری که بعداً ملاحظه خواهد شد این اصلاح از نظر ارتباط با تئوری با اهمیت است. شمای هندسی ردیفه در شکل ۷-۳۴ نشان داده شده است. برای منعکس کردن ضخامت محدود پره، پارامتر واحدی به تحلیل اضافه شده است. این پارامتر، ضخامت پره ها را به نسبت d در فاصله عمودی دو پره متوالی (n) در جریان سوی دور در نظر می گیرد. همچنین شعاع انحنا لبه هادی سهمی گون پره ها را برابر κ وفق رابطه زیر فرض می کند:

$$\frac{1}{\kappa} \approx \frac{d^2 \beta_b^3}{\pi h (1 + \sigma_c)} \quad \dots (۷-۱۳)$$

که σ_c عدد کاویتاسیون اختتاقی است. معادله ۷-۱۳ و این واقعیت که ضخامت نهائی در فاصله تقریبی نصف فاصله بین دو پره در پائین جریان محقق می شود، ایجاب می کنند که لبه های هادی کاملاً تیز باشند.

از مشخصه های مشترک کلیه این تحلیل های خط جریان آزاد، این است که عدد کاویتاسیون کمینه معینی وجود دارد که بازاء آن حفره، بینهایت طولانی می گردد و کمتر از آن، حلی وجود نخواهد داشت. این عدد کاویتاسیون کمینه، عدد کاویتاسیون اختتاقی، σ_c نامیده می شود. اگر چنین جریانی در عمل وقوع یابد باعث ایجاد زاویه های انحراف بزرگی در خروج از ردیفه شده و منجر به افت قابل ملاحظه ای در عملکرد می گردد. در نتیجه عدد کاویتاسیون اختتاقی، σ_c اغلب بعنوان نمود تقریبی از عدد کاویتاسیون شکست در پمپ ها σ_b ، در تحلیل های ردیفه ها محسوب می گردد. تحلیل Brennen و Acosta عدد کاویتاسیون اختتاقی را بصورت زیر بدست می دهد:

$$\sigma_c = \left[1 + 2 \sin \frac{\alpha}{2} \sec \frac{\beta_b}{2} \sin \frac{(\beta_b - \alpha)}{2} + 2d \sin^2 \frac{\beta_b}{2} \right]^2 - 1 \quad \dots (۷-۱۴)$$

از آنجائی که این تحلیل فقط برای زاویه های برخورد α کوچک معتبر بوده و همچنین نظر به اینکه β_b معمولاً کوچک است، رابطه زیر حاصل می گردد:

$$\sigma_c \approx \alpha(\beta_b - \alpha) + \beta_b^2 d \quad \dots (۷-۱۵)$$

بعلاوه، بازاء عدد کاویتاسیون عمومی σ ، ضخامت بیشینه حفره b وفق رابطه زیر تعیین می گردد:

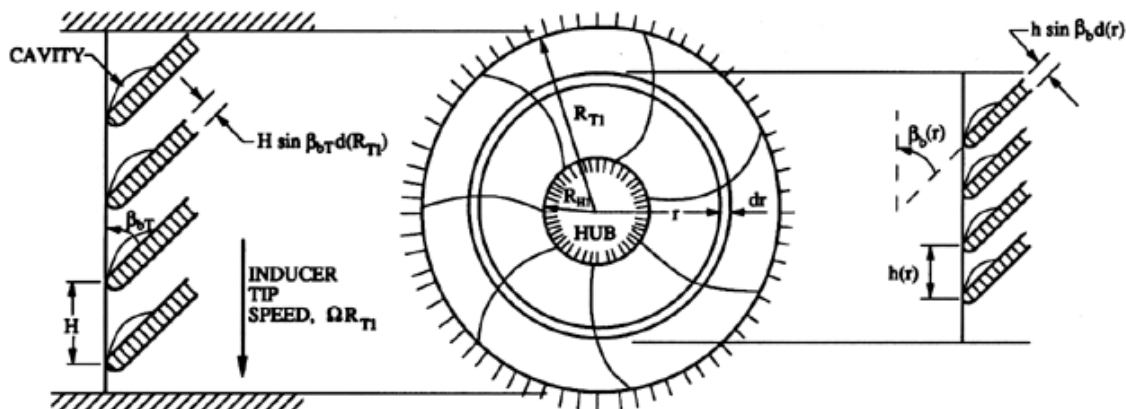
$$\frac{b}{n} = 2\pi \left[d - (1 + \sigma)^{\frac{1}{2}} + \sin(\beta_b - \alpha) / \sin \beta_b \right] \quad \dots (۷-۱۶)$$

یا به صورت ساده شده زیر:

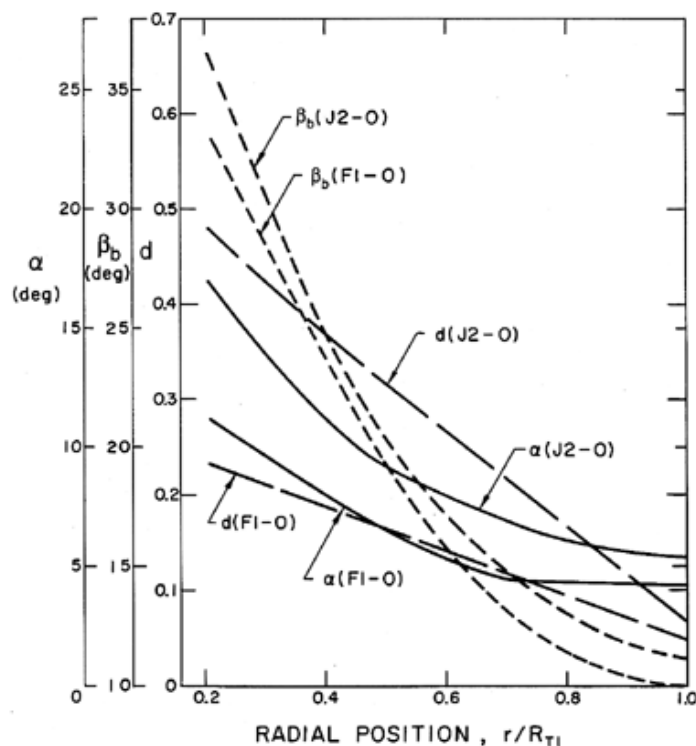
$$\frac{b}{n} \approx 2\pi \left[d - \frac{\alpha}{\beta_b} - \frac{\sigma}{2} \right] \quad \dots (۷-۱۷)$$

بعنوان مثال تقریبی، یک القاء کننده مارپیچی 10° درجه ($\beta_b = 10^\circ$) را با کسر ضخامت پره $d = 0.15$ که با ضریب جریان $\phi = 0.08$ کار کند، به نحوی که زاویه برخورد جریان در آن $\alpha = 4^\circ$ درجه باشد (نگاه کنید به شکل ۷-۳۸)، در نظر می گیریم. سپس وفق رابطه ۷-۱۵

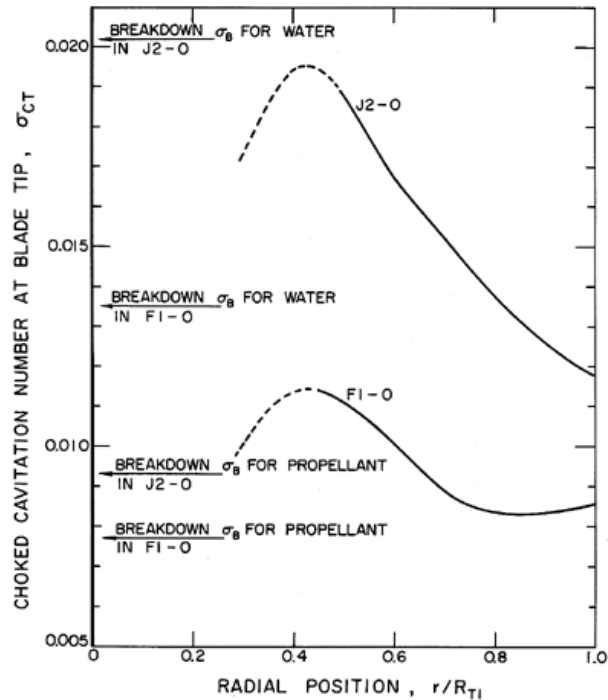
عدد کاویتاسیون اختتاقی برابر $\sigma_c = 0.119$ حاصل می شود که به عدد کاویتاسیون شکست مشاهده شده، نزدیک است (نگاه کنید به شکل ۷-۴۰). بایستی به نقشی توجه شود که ضخامت پره در این محاسبات نمونه بازی می کند، زیرا اگر d برابر صفر فرض شود، نتیجه بصورت $\sigma_c = 0.073$ حاصل می گردد. همچنین در صورتیکه تعداد پره های نازک بینهایت باشد، معادله ۷-۱۵ بازاء زاویه برخورد صفر درجه، σ_c برابر صفر را پیش بینی می کند. بنابراین ضخامت پره، پارامتر مهمی برای تخمین عدد کاویتاسیون اختتاقی در هر پمپ می باشد.



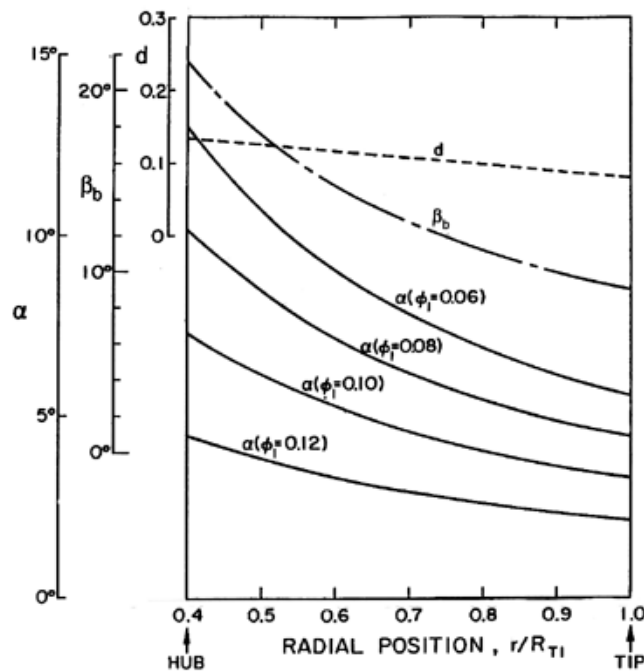
شکل ۷-۳۵ تقسیم بندی جزئی جریان در یک القاء کننده محوری به صورت حلقه های شعاعی به منظور تحلیل بصورت ردیفه.



شکل ۷-۳۶ تغییرات شعاعی زاویه پره β_b ، نسبت ضخامت پره به فاصله عمودی پره ها d ، و زاویه برخورد α (برای $\varphi = 0.97$) برای توربوپمپ های اکسیدایزر در موتور های ساترن F1 و J2.

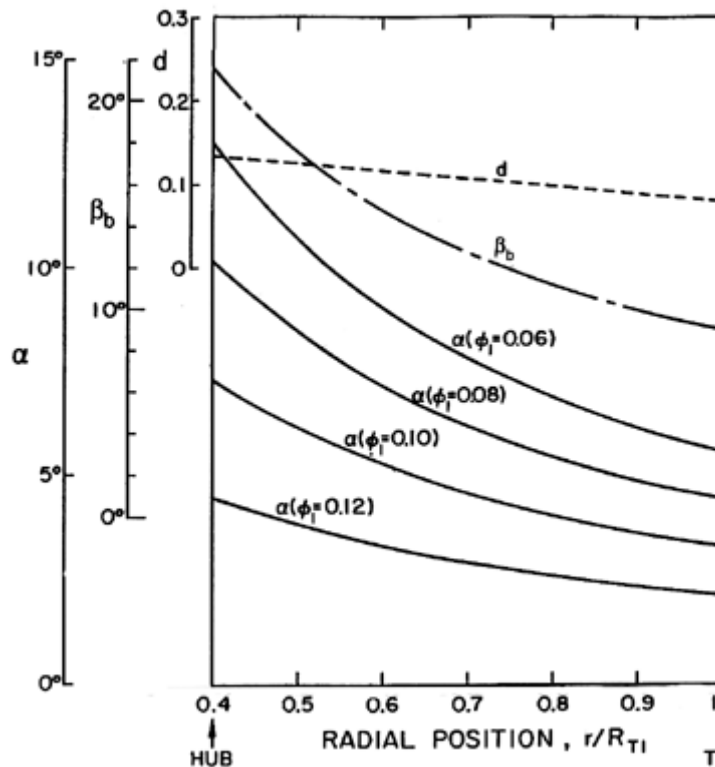


شکل ۷-۳۷ اعداد کاویتاسیون در نوک پره که در آنها جریان در هر موقعیت شعاعی اختناقی می گردد. داده ها برای توربو پمپ های اکسیدانیزر موتور های ساترن J2 و F1 نشان داده شده است (نگاه کنید به شکل ۷-۳۶). همچنین اعداد کاویتاسیون شکست که بصورت تجربی در توربو پمپ های مذکور با آب و با مایع سوخت راکت، اندازه گیری شده، مشخص گردیده است.



شکل ۷-۳۸ تغییرات شعاعی زاویه پره β_b ، نسبت ضخامت پره به فاصله عمودی دوپره d و زاویه برخورد α برای یک القاء کننده مارپیچی ۹ درجه، پروانه III.

در طرح های اغلب پمپ ها و القا کننده ها تغییرات زیادی در α ، β_b و d در صفحه ورودی وجود دارد و تحلیل فوق بایستی بصورت تابعی از موقعیت های شعاعی وفق شکل ۷-۳۵ انجام شود. نمونه داده های ورودی برای چنین محاسباتی در شکل های ۷-۳۶، ۷-۳۸، و ۷-۳۹ برای توربو پمپ های اکسیژن مایع موتور راکت ساترن $J2$ و $F1$ ، در حالت القاء کننده مارپیچی ۹ درجه، پروانه III و پروانه فشار پائین اکسیژن مایع در SSME، پروانه IV ، نشان داده شده است.



شکل ۷-۳۹ تغییرات شعاعی زاویه پره β_b ، نسبت ضخامت پره به فاصله عمودی بین دو پره d ، و زاویه برخورد α در ورود به پروانه IV پمپ اکسیژن مایع فشار پائین SSME.

برای اقدام به منظور ارزیابی جریان، بایستی ردیفه در هر حلقه شعاعی برحسب عدد کاویتاسیون، $\sigma(r)$ مربوط با موقعیت خاص شعاعی، به صورت زیر مورد تحلیل قرار گیرد:

$$\sigma(r) = (p_1 - p_v) / \frac{1}{2} \rho_L \Omega^2 r^2 \quad \dots (7-18)$$

مقادیر خاص این عدد کاویتاسیون که بازاء آن در هر ردیفه، اختناق رخ میدهد از معادله ۷-۱۴ یا ۷-۱۵ قابل تعیین است. این مقادیر را با $\sigma_c(r)$ مشخص می نمائیم. بنابراین نتیجه می شود عدد کاویتاسیون پمپ در حالت کلی که بازاء آن جریان در هر حلقه شعاعی خفه می شود با نماد $\sigma_{cT}(r)$ نشان داده شده و وفق رابطه زیر بیان می گردد:

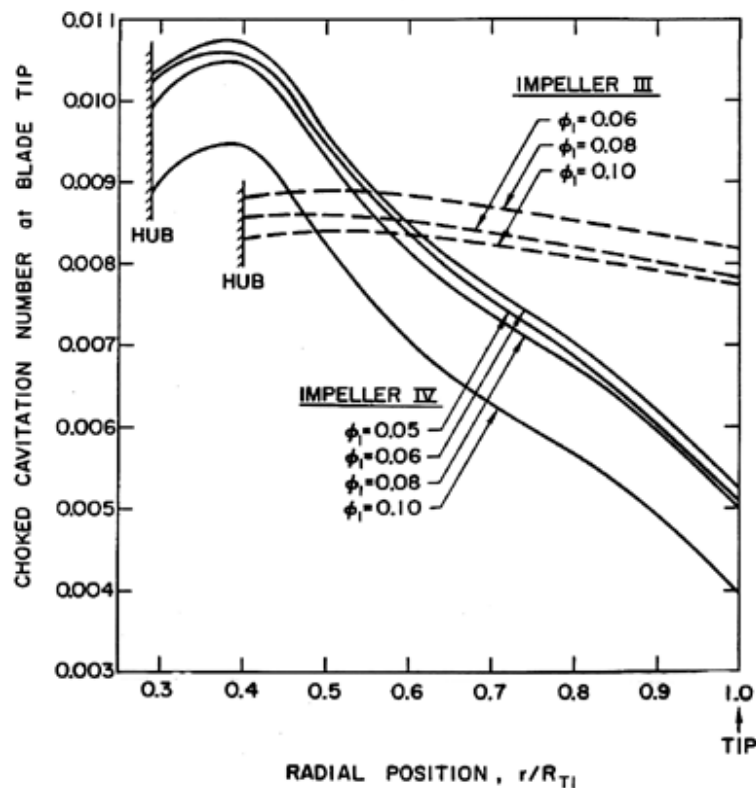
$$\sigma_{cT}(r) = \sigma_c(r) r^2 / R_{T1}^2 \quad \dots (7-19)$$

در شکل ۷-۳۷، داده های نمونه برای $\sigma_{cT}(r)$ ، در مورد پمپ های اکسیدایزر ساترن $J2$ و $F1$ نشان داده شده است. داده های بیشتری برای پروانه های III و IV در شکل ۷-۴۰ ترسیم شده است. توجه شود بنا بر تئوری، قبل از اینکه جریان در محل های شعاعی دیگر دچار اختناق شود، فقط در یک موقعیت شعاعی خاص دچار خفگی می گردد، این موقعیت خاص بستگی به توزیع شعاعی زاویه پره و ضخامت پره دارد و ممکن است نزدیک نافی (مانند مثال نشان داده شده در شکل ۷-۳۷) یا نزدیک نوک پره باشد. معذالک ممکن است استدلال شود که در صورتیکه جریان در شعاع خاصی دچار خفگی شود جریان در پمپ به وضعیت شکست خواهد رسید. بر این اساس داده های شکل ۷-۳۷، وضعیت شکست جریان را در توربوپمپ $J2-O$ با σ_b برابر ۰/۰۱۹ و در توربوپمپ $F1-O$ برابر ۰/۰۱۲۵، پیش بینی می کند. در جدول ۷-۲ و شکل ۷-۳۷ این پیش بینی ها با مقادیر مشاهده شده در آزمایش ها ئی که از آب استفاده شده مقایسه شده است. توافق بین نتایج تئوری و تجربی کاملاً قانع کننده بنظر می رسد. بعضی از داده های حاصل از آزمایش های انجام شده با ماده سوختی بجای آب نیز در شکل ۷-۳۷ ارائه شده، که بیان کننده توافق کمتری است، این مورد، محتملاً بلحاظ وجود آثار حرارتی در ماده سوختی است که در آزمایش های با آب وجود ندارد. بعلاوه همانگونه که انتظار می رود و در شکل ۷-۴۰ نشان داده شده است، نتایج پیش بینی شده با ضریب جریان تغییر می کند (زیرا تغییر ضریب جریان، زاویه برخورد را تغییر می دهد).

جدول ۷-۲

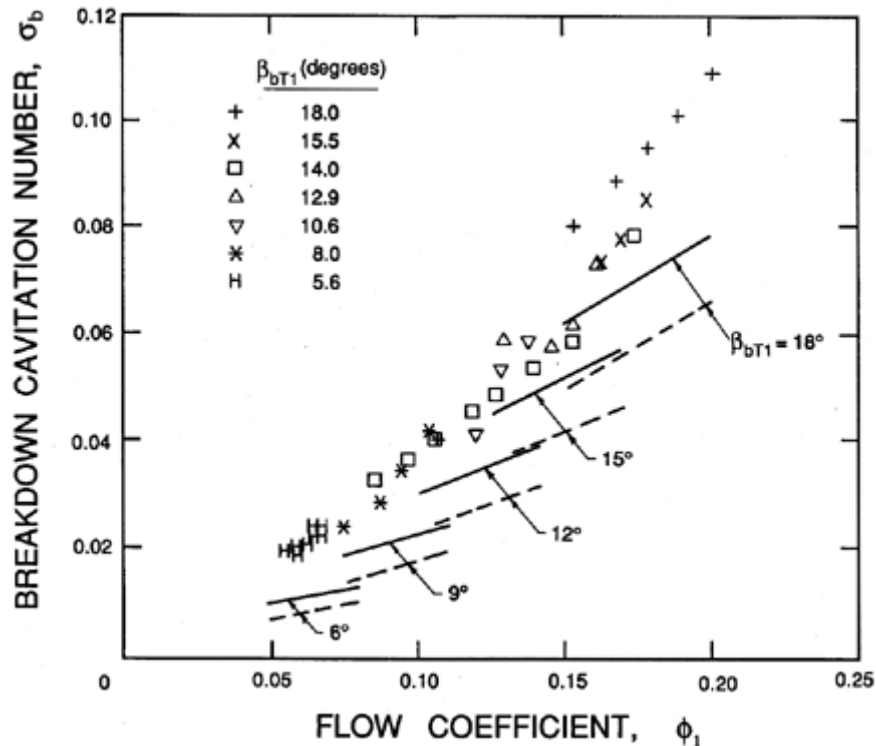
مقایسه اعداد کاویتاسیون شکست پیش بینی شده توسط تئوری با نتایج حاصله از آزمایش های با آب در انواع مختلف پمپ های القاء کننده.

القاء کننده	σ_c تئوری	σ_b تجربی
القاء کننده اکسیدایزر ساترن $J2$	۰/۰۱۹	۰/۰۲۰
القاء کننده اکسیدایزر ساترن $F1$	۰/۰۱۲	۰/۰۱۳
پمپ LOX فشار پائین $SSME$	۰/۰۱۱	۰/۰۱۲
پروانه ۹ درجه مارپیچی III	۰/۰۰۹	۰/۰۱۲



شکل ۴۰-۷ اعداد کاویتاسیون نوک پره که در آن ها جریان در هر موقعیت شعاعی دچار اختناق می گردد برای پره های شماره III و IV (نگاه کنید به شکل های ۳۸-۷ و ۳۹-۷) و بازاء ضرایب جریان مختلف، ϕ_1 .

شاید مفصل ترین پژوهش های تجربی در مورد اعداد کاویتاسیون شکست در القاءکننده ها ، مجموعه آزمایش هائی باشد که توسط Stripling (۱۹۶۲) گزارش شده که در آن ها القاءکننده هائی با زاویه های متغیر از $5/6$ تا 18 درجه نوک پره ، β_{bT1} ، و با شکل های هندسی متفاوت لبه هادی پره ها ، با تعداد پره های ۳ و ۴ و در دو نسبت نافی به نوک مختلف ، مورد مطالعه قرار گرفته اند . بعضی از داده های آزمایش های Stripling در شکل ۴۱-۷ نشان داده شده که در آن مقادیر σ_b در مقابل ضریب جریان ، ϕ_1 ترسیم شده است . در این مقاله Stripling اعلام نموده که داده ها ، با پارامتر $\phi_1 \sin \beta_{bT1} / (1 + \cos \beta_{bT1})$ هم بستگی نشان می دهند، درحالی که واقعاً داده های آزمایش تنها با ϕ_1 همان گونه که در شکل ۴۱-۷ نشان داده شده است ، هم بستگی بسیار بهتری از خود نشان می دهند . توضیح قانع کننده ای در مورد علت وجود هم بستگی σ_b با ϕ_1 موجود نیست .



شکل ۴۱-۷ اعداد کاویتاسیون شکست برای تعدادی از القاءکننده ها توسط *Stripling* (۱۹۶۲) که در مقابل ضریب جریان در ورود ترسیم شده اند. القاءکننده ها دارای زاویه های ورود به پره در نوک (بر حسب درجه) وفق شکل می باشند. همچنین نتایج تحلیل ردیفه ها (معادله ۷-۱۵) که به شعاع rms (R_{RMS}) اعمال شده با در نظر گرفتن ضخامت پره ها (خطوط پر) و بدون در نظر گرفتن ضخامت پره ها (خط چین ها) نشان داده شده است.

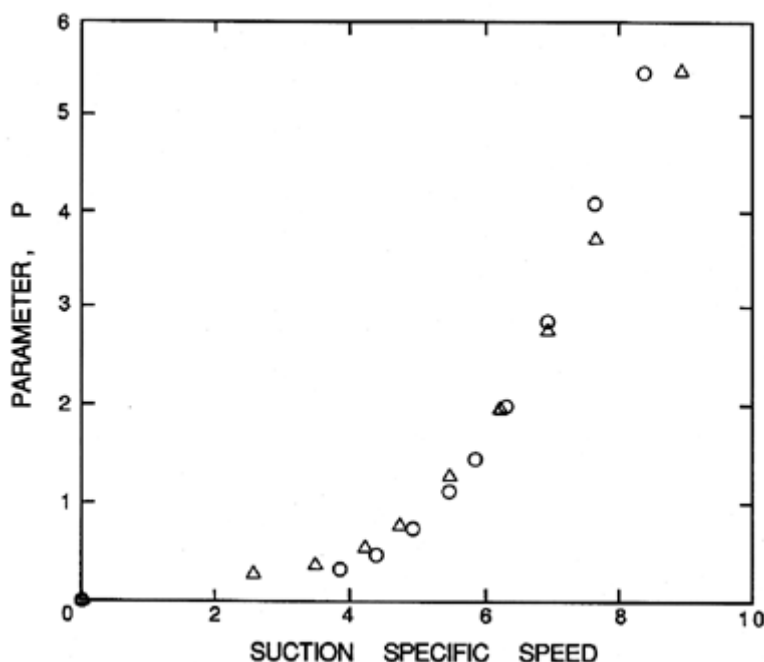
Stripling داده های خود را با مقادیر تئوری عدد کاویتاسیون اختتاقی که میتوان از تئوری فوق در حالتی که پره ها بینهایت نازک محسوب شوند بدست آورد، هم بسته می نماید. (در این محدوده فرمول مربوط به محاسبه σ_c بصورت ساده تری با حل همزمان معادله برنولی و معادله اندازه حرکت موازی با پره ها همانطور که *Stripling* نشان داد، تعیین می شود). مشروح تر این که *Stripling* زاویه ورود به پره β_{b1} و زاویه برخورد را در شعاع rms (R_{RMS}) وفق رابطه زیر تعیین می کند:

$$R_{RMS} = \left[\frac{1}{2} (R_{T1}^2 + R_{H1}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots (7-20)$$

نتایج تئوری او با خط چین ها در شکل ۴۱-۷ نشان داده شده است. اگر جمله مربوط به ضخامت پره ها به معادله ۷-۱۵ اضافه شود، اعداد کاویتاسیون اختتاقی حاصل می شوند که با خطوط پر در شکل ۴۱-۷ نمایش داده شده اند و در مقایسه با خط چین ها بصورت قابل ملاحظه ای به مقادیر آزمایشی نزدیک ترند. اختلاف باقی مانده بین مقادیر تجربی و نظری مربوط به این واقعیت است که مقادیر σ_c در شعاع های دیگری به غیر از R_{RMS} ، بیشتر است و حالت شکست کاویتاسیونی ابتدا در آن شعاع ها، ایجاد می گردد.

تا این جا فقط محاسبه عدد کاویتاسیون اختناقی یا شکست را برای ردیفه با کاویتاسیون جزئی مورد بحث قرار دادیم . آنچه باقی می ماند موضوع چگونگی پیش بینی افت ارتفاع یا اتلاف های کاویتاسیون ، قبل از بروز شکست است . در اینجا مسئله این است که محاسبه برار با استفاده از این تحلیل ها نتایج ناچیزی حاصل می کند زیرا همانگونه که میتوان پیش بینی نمود ، یک حفره جزئی کوچک نمی تواند باعث تغیرات عمده ای در عملکرد ردیفه با استحکام زیاد گردد ، بلحاظ اینکه جریان خروجی با یا بدون وجود حفره اساساً محدود به حرکت در جهت پره ها می باشد . اتلاف های هیدرولیکی مورد نظر ، اتلاف های اصطکاکی اضافی (یا کاهنده) ممکن است ناشی از در هم گسیختگی جریان توسط کاویتاسیون باشد . تعدادی از پژوهشگران شامل Stripling و Acosta (۱۹۶۲) اصلاحاتی را به تحلیل های ردیفه ها بمنظور ارزیابی افت ارتفاع ، ΔH ناشی از کاویتاسیون معمول داشتند . یک روش برای مطالعه این اتلاف ها شناخت این نکته است که وجود یک حفره در معبر بین پره ها باعث کاهش در سطح مقطع موجود برای عبور جریان مایع می گردد . با فرو پاشیدن این حفره این سطح افزایش یافته و یک " دیفوزر " که در غیر اینصورت موجود نیست بوجود می آورد . اتلاف های هیدرولیکی عبور جریان از درون این " دیفوزر " را میتوان مسئول افت با کاویتاسیون ارتفاع دانست و آنرا با استفاده از انسداد حفره b/n میتوان محاسبه نمود .

۷-۱۱ هم بستگی های عملکرد با کاویتاسیون



شکل ۷-۴۲ بعضی از داده های مربوط به پارامتر افت ارتفاع با کاویتاسیون ، $P = \Delta H/NPSH$ ، برای پمپ های القاء کننده محوری . دو نمودار ، مربوط به دو پمپ مختلف می باشند .

بالاخره اشاره مختصری به چندین روش صرفاً تجربی می کنیم که در عمل برای تخمین افت ارتفاع با کاویتاسیون در پمپ ها کاربرد دارند . این ها اغلب شامل همبستگی تجربی بین افت

ارتفاع با کاویتاسیون ، ΔH ، ارتفاع مکشی مثبت خالص ، $NPSH$ و سرعت مخصوص مکشی S ، است . معمولاً این هم بستگی بصورت زیر نوشته می شود :

$$\Delta H = P(S) \times NPSH \quad \dots(۷-۲۱)$$

که پارامتر بدون بعد $P(S)$ با آزمایش های قبلی تعیین می گردد . یک تابع نمونه $P(S)$ در شکل ۷-۴۲ نشان داده شده است . این روش ها را فقط میتوان تقریبی تلقی نمود زیرا هیچگونه دلیل اساسی برای اینکه نسبت $\Delta H/NPSH$ را برای تمام پمپ ها فقط تابعی از سرعت مخصوص مکشی ، S ، تصور کنیم وجود ندارد گرچه یقیناً برای یک پمپ معین با یک مایع معین و در یک عدد رینولدز معین و در دمای معین ، هم بستگی وجود دارد . روش شناخته شده تر دیگر انتخاب عدد کاویتاسیونی ، σ_w است که از نقطه نظر تعامل بین جریان و پره های پمپ، اساسی ترین معیار است بشرح زیر :

$$\sigma_w = (p_1 - p_v) / \frac{1}{2} \rho_L w_1^2 \quad \dots(۷-۲۲)$$

سپس با استفاده از تعریف $NPSH$ (بخش ۵-۲) و مثلث سرعت ها خواهیم داشت:

$$NPSH = \left((1 + \sigma_w) v_{m1}^2 + \sigma_w \Omega^2 R_{T1}^2 \right) / 2g \quad \dots(۷-۲۳)$$

در نظر داشتن این نکته جالب است که رابطه تخمینی برای محاسبه $NPSH$ بدون کاویتاسیون برای پمپ های با جریان مختلط بصورت تجربی توسط Gongwer (۱۹۴۱) بشکل زیر تعیین شده است :

$$\left(1.8 v_{m1}^2 + 0.23 \Omega^2 R_{T1}^2 \right) / 2g \quad \dots(۷-۲۴)$$

و تخمین او برای $NPSH$ حالت شکست بصورت زیرتعیین شده است :

$$\left(1.49 v_{m1}^2 + 0.085 \Omega^2 R_{T1}^2 \right) / 2g \quad \dots(۷-۲۵)$$

که بصورت کاملاً نزدیکی با مقادیر خاصی از σ_w متناظر است که به ترتیب تقریباً برابر $۰/۳$ (حالت بدون کاویتاسیون) و $۰/۱$ (حالت کاویتاسیون شکست) می باشد .

فهرست منابع :

- ⊕ Acosta, A.J. (1955). A note on partial cavitation of flat plate hydrofoils. *Calif. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. E-19.9*.
- ⊕ Acosta, A.J. (1958). An experimental study of cavitating inducers. *Proc. Second ONR Symp. on Naval Hydrodyn.*, **ONR/ACR-38**, 533--557.
- ⊕ Acosta, A.J. and Hollander, A. (1959). Remarks on cavitation in turbomachines. *Calif. Inst. of Tech. Rep. E-79.3*.
- ⊕ Acosta, A.J. (1960). Cavitating flow past a cascade of circular arc hydrofoils. *Calif.*

Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. E-79.2.

- ⌚ Acosta, A.J. (1973). Hydrofoils and hydrofoil craft. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **5**, 161--184.
- ⌚ Arndt, R.E.A. (1981). Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **13**, 273--328.
- ⌚ Betz, A. and Petersohn, E. (1931). Application of the theory of free jets. *NACA TM No. 667*.
- ⌚ Biesheuvel, A. and van Wijngaarden, L. (1984). Two-phase flow equations for a dilute dispersion of gas bubbles in liquid. *J. Fluid Mech.*, **148**, 301--318.
- ⌚ Birkhoff, G. and Zarantonello, E.M. (1957). *Jets, wakes and cavities*. Academic Press, NY.
- ⌚ Brennen, C.E. and Acosta, A.J. (1973). Theoretical, quasistatic analyses of cavitation compliance in turbopumps. *J. of Spacecraft and Rockets*, **10**, No. 3, 175--180.
- ⌚ Brennen, C.E. (1973). The dynamic behavior and compliance of a stream of cavitating bubbles. *ASME J. Fluids Eng.*, **95**, 533--542.
- ⌚ Brennen, C.E. (1994). *Cavitation and bubble dynamics*. Oxford Univ. Press.
- ⌚ Chahine, G.L. (1982). Cloud cavitation theory. *Proc. 14th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*, 165--194.
- ⌚ Chamieh, D. (1983). Forces on a whirling centrifugal pump-impeller. *Ph.D. Thesis, Calif. Inst. of Tech., and Div. of Eng. and App. Sci. Report No. E249.2*.
- ⌚ Acosta, A.J. (1955). A note on partial cavitation of flat plate hydrofoils. *Calif. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. E-19.9*.
- ⌚ Acosta, A.J. (1958). An experimental study of cavitating inducers. *Proc. Second ONR Symp. on Naval Hydrodyn.*, **ONR/ACR-38**, 533--557.
- ⌚ Acosta, A.J. and Hollander, A. (1959). Remarks on cavitation in turbomachines. *Calif. Inst. of Tech. Rep. E-79.3*.
- ⌚ Acosta, A.J. (1960). Cavitating flow past a cascade of circular arc hydrofoils. *Calif. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. E-79.2*.
- ⌚ Acosta, A.J. (1973). Hydrofoils and hydrofoil craft. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **5**, 161--184.
- ⌚ Arndt, R.E.A. (1981). Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **13**, 273--328.
- ⌚ Betz, A. and Petersohn, E. (1931). Application of the theory of free jets. *NACA TM No. 667*.
- ⌚ Biesheuvel, A. and van Wijngaarden, L. (1984). Two-phase flow equations for a dilute dispersion of gas bubbles in liquid. *J. Fluid Mech.*, **148**, 301--318.
- ⌚ Birkhoff, G. and Zarantonello, E.M. (1957). *Jets, wakes and cavities*. Academic Press, NY.
- ⌚ Brennen, C.E. and Acosta, A.J. (1973). Theoretical, quasistatic analyses of cavitation compliance in turbopumps. *J. of Spacecraft and Rockets*, **10**, No. 3, 175--180.
- ⌚ Brennen, C.E. (1973). The dynamic behavior and compliance of a stream of cavitating bubbles. *ASME J. Fluids Eng.*, **95**, 533--542.
- ⌚ Brennen, C.E. (1994). *Cavitation and bubble dynamics*. Oxford Univ. Press.
- ⌚ Chahine, G.L. (1982). Cloud cavitation theory. *Proc. 14th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*, 165--194.
- ⌚ Chamieh, D. (1983). Forces on a whirling centrifugal pump-impeller. *Ph.D. Thesis,*

Calif. Inst. of Tech., and Div. of Eng. and App. Sci. Report No. E249.2.

- ⊕ Chivers, T.C. (1969). Cavitation in centrifugal pumps. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **184**, Part I, No. 2, 37--68.
- ⊕ Cooper, P. (1967). Analysis of single- and two-phase flows in turbo-pump inducers. *ASME J. Eng. Power*, **89**, 577--588.
- ⊕ d'Agostino, L. and Brennen, C.E. (1983). On the acoustical dynamics of bubble clouds. *ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*, 72--75.
- ⊕ d'Agostino, L., Brennen, C.E., Acosta, A.J. (1988). Linearized dynamics of twodimensional bubbly and cavitating flows over slender surfaces. *J. Fluid Mech.*, **192**, 485--509.
- ⊕ d'Agostino, L. and Brennen, C.E. (1989). Linearized dynamics of spherical bubble clouds. *J. Fluid Mech.*, **199**, 155--176.
- ⊕ Duller, G.A. (1966). On the linear theory of cascades of supercavitating hydrofoils. *U.K. Nat. Eng. Lab. Rep. No. 218*.
- ⊕ Franz, R., Acosta, A.J., Brennen, C.E. and Caughey, T.K. (1989). The rotordynamic forces on a centrifugal pump impeller in the presence of cavitation. *Proc. ASME Symp. Pumping Machinery*, **FED-81**, 205--212.
- ⊕ Franz, R., Acosta, A.J., Brennen, C.E. and Caughey, T.K. (1990). The rotordynamic forces on a centrifugal pump impeller in the presence of cavitation. *ASME J. Fluids Eng.*, **112**, 264--271.
- ⊕ Furuya, O. and Acosta, A.J. (1973). A note on the calculation of supercavitating hydrofoils with rounded noses. *ASME J. Fluids Eng.*, **95**, 222--228.
- ⊕ Furuya, O. (1974). Supercavitating linear cascades with rounded noses. *ASME J. Basic Eng., Series D*, **96**, 35--42.
- ⊕ Furuya, O. (1975). Exact supercavitating cascade theory. *ASME J. Fluids Eng.*, **97**, 419--429.
- ⊕ Furuya, O. (1985). An analytical model for prediction of two-phase (noncondensable) flow pump performance. *ASME J. Fluids Eng.*, **107**, 139--147.
- ⊕ Furuya, O. and Maekawa, S. (1985). An analytical model for prediction of two-phase flow pump performance -- condensable flow case. *ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*, **FED-23**, 74--77.
- ⊕ Gongwer, C. (1941). A theory of cavitation flow in centrifugal-pump impellers. *Trans. ASME*, **63**, 29--40.
- ⊕ Gross, L.A. (1973). An experimental investigation of two-phase liquid oxygen pumping. *NASA TN D-7451*.
- ⊕ Guinard, P., Fuller, T. and Acosta, A.J. (1953). Experimental study of axial flow pump cavitation. *Calif. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Report, E-19.3*.
- ⊕ Henderson and Tucker. (1962). Performance investigation of some high speed pump inducers. *R.P.E. Tech. Note 214*. Reported by Janigro and Ferrini (1973) but not located by the author.
- ⊕ Holl, J.W. (1969). Limited cavitation. *Cavitation State of Knowledge*, ASME, 26--63.
- ⊕ Hsu, C.C. (1972). On flow past a supercavitating cascade of cambered blades. *ASME J. Basic Eng., Series D*, **94**, 163--168.

- ④ Jakobsen, J.K. (1964). On the mechanism of head breakdown in cavitating inducers. *ASME J. Basic Eng.*, **86**, 291--304.
- ④ Jakobsen, J.K. (1971). Liquid rocket engine turbopump inducers. *NASA SP 8052*.
- ④ Janigro, A. and Ferrini, F. (1973). Inducer pumps. In *Recent progress in pump research*, von Karman Inst. for Fluid Dynamics, Lecture Series 61.
- ④ Johnson, V.E. and Hsieh, T. (1966). The influence of the trajectories of gas nuclei on cavitation inception. *Proc. 6th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*, 7-1.
- ④ Mimura, Y. (1958). The flow with wake past an oblique plate. *J. Phys. Soc. Japan*, **13**, 1048--1055.
- ④ Moore, R.D. and Meng, P.R. (1970a). Thermodynamic effects of cavitation of an 80.6° helical inducer operated in hydrogen. *NASA TN D-5614*.
- ④ Moore, R.D. and Meng, P.R. (1970b). Effect of blade leading edge thickness on cavitation performance of 80.6° helical inducers in hydrogen. *NASA TN D5855*.
- ④ Murakami, M. and Minemura, K. (1977). Flow of air bubbles in centrifugal impellers and its effect on the pump performance. *Proc. 6th Australasian Hydraulics and Fluid Mechanics Conf.*, **1**, 382--385.
- ④ Murakami, M. and Minemura, K. (1978). Effects of entrained air on the performance of a horizontal axial-flow pump. In *Polyphase Flow in Turbomachinery* (editors, C.E. Brennen, P. Cooper and P.W. Runstadler, Jr.), ASME, 171--184.
- ④ Myles, D.J. (1966). A design method for mixed flow pumps and fans. *Proc. Symp. on Pump Design, Testing and Operation, Nat. Eng. Lab., Scotland*, 167--176.
- ④ Ng, S.L. and Brennen, C.E. (1978). Experiments on the dynamic behavior of cavitating pumps. *ASME J. Fluids Eng.*, **100**, No. 2, 166--176.
- ④ Numachi, F. (1961). Cavitation tests on hydrofoils designed for accelerating flow cascade: Report 1. *ASME J. Basic Eng.*, **83**, Series D, 637--647.
- ④ Numachi, F. (1964). Cavitation tests on hydrofoils designed for accelerating flow cascade: Report 3. *ASME J. Basic Eng.*, **86**, Series D, 543--555.
- ④ Omta, R. (1987). Oscillations of a cloud of bubbles of small and not so small amplitude. *J. Acoust. Soc. Amer.*, **82**, 1018--1033.
- ④ Oshima, M. and Kawaguchi, K. (1963). Experimental study of axial and mixed flow pumps. *Proc. IAHR Symp. on Cavitation and Hydraulic Machinery, Sendai, Japan*, 397--416.
- ④ Parkin, B.R. (1952). Scale effects in cavitating flow. *Ph.D. Thesis, Calif. Inst. of Tech., Pasadena*.
- ④ Parkin, B.R. (1958). Experiments on circular-arc and flat plate hydrofoils. *J. Ship Res.*, **1**, 34--56.
- ④ Patel, B.R. and Runstadler, P.W., Jr. (1978). Investigations into the two-phase flow behavior of centrifugal pumps. In *Polyphase Flow in Turbomachinery* (eds: C.E. Brennen, P. Cooper and P.W. Runstadler, Jr.), ASME, 79--100.
- ④ Peck, J.F. (1966). Written discussion in *Proc. Symp. on Pump Design, Testing and Operation, Nat. Eng. Lab., Scotland*, 256--273.
- ④ Plesset, M.S. (1949). The dynamics of cavitation bubbles. *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **16**, 228--231.
- ④ Rohatgi, U.S. (1978). Pump model for two-phase transient flow. In *Polyphase Flow in Turbomachinery* (eds: C.E. Brennen, P. Cooper and P.W. Runstadler, Jr.), ASME, 101--120.

- ⌚ Ruggeri, R.S. and Moore, R.D. (1969). Method for prediction of pump cavitation performance for various liquids, liquid temperatures, and rotative speeds. *NASA TN D-5292*.
- ⌚ Salemann, V. (1959). Cavitation and NPSH requirements of various liquids. *ASME J. Basic Eng.*, **81**, 167--180.
- ⌚ Silberman, E. (1959). Experimental studies of supercavitating flow about simple twodimensional bodies in a jet. *J. Fluid Mech.*, **5**, 337--354.
- ⌚ Spraker, W.A. (1965). The effect of fluid properties on cavitation in centrifugal pumps. *ASME J. Eng. Power*, **87**, 309--318.
- ⌚ Stahl, H.A. and Stepanoff, A.J. (1956). Thermodynamic aspects of cavitation in centrifugal pumps. *Trans. ASME*, **78**, 1691--1693.
- ⌚ Stepanoff, A.J. (1961). Cavitation in centrifugal pumps with liquids other than water. *ASME J. Eng. Power*, **83**, 79--90.
- ⌚ Stepanoff, A.J. (1964). Cavitation properties of liquids. *ASME J. Eng. Power*, **86**, 195--200.
- ⌚ Stripling, L.B. and Acosta, A.J. (1962). Cavitation in turbopumps - Part I. *ASME J. Basic Eng.*, **84**, 326--338.
- ⌚ Stripling, L.B. (1962). Cavitation in turbopumps - Part II. *ASME J. Basic Eng.*, **84**, 339--350.
- ⌚ Sutherland, C.D. and Cohen, H. (1958). Finite cavity cascade flow. *Proc. 3rd U.S. Nat. Cong. of Appl. Math.*, 837--845.
- ⌚ Tulin, M.P. (1953). Steady two-dimensional cavity flows about slender bodies. *David Taylor Model Basin Rep.* 834.
- ⌚ Tulin, M.P. (1964). Supercavitating flows - small perturbation theory. *J. Ship Res.*, **7**, No. 3, 16--37.
- ⌚ Wade, R.B. and Acosta, A.J. (1966). Experimental observations on the flow past a planoconvex hydrofoil. *ASME J. Basic Eng.*, **88**, 273--283.
- ⌚ Wade, R.B. (1967). Linearized theory of a partially cavitating cascade of flat plate hydrofoils. *Appl. Sci. Res.*, **17**, 169--188.
- ⌚ Wade, R.B. and Acosta, A.J. (1967). Investigation of cavitating cascades. *ASME J. Basic Eng., Series D*, **89**, 693--706.
- ⌚ Woods, L.C. and Buxton, G.H.L. (1966). The theory of cascade of cavitating hydrofoils. *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, **19**, 387--402.
- ⌚ Wu, T.Y. (1956). A free streamline theory for two-dimensional fully cavitated hydrofoils. *J. Math. Phys.*, **35**, 236--265.
- ⌚ Wu, T.Y. (1962). A wake model for free streamline flow theory, Part 1. Fully and partially developed wake flows and cavity flows past an oblique flat plate. *J. Fluid Mech.*, **13**, 161--181.
- ⌚ Wu, T.Y. and Wang, D.P. (1964). A wake model for free streamline flow theory, Part 2. Cavity flows past obstacles of arbitrary profile. *J. Fluid Mech.*, **18**, 65--93.
- ⌚ Wu, T.Y. (1972). Cavity and wake flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **4**, 243--284.

فصل هشتم

لرزش پمپ ها

۸-۱ مقدمه

گرایش به سمت بکار گیری توربو ماشین های مایع با سرعت بیشتر و چگالی توان بالاتر، امکان بروز مسائل مربوط به تعامل سیال و سازه توربو ماشین و شدت این مسائل را به صورت اجتناب ناپذیری افزایش داده است. حتی در نبود کاویتاسیون و مشکلات ناشی از آن، این نوع پدیده های مربوط به تعامل سیال با سازه میتواند منجر به افزایش فرسایش و در بدترین شرایط منجر به شکست سازه پمپ گردد. بعنوان نمونه، انستیتوی پژوهشی انرژی الکتریکی (Makay و Szamody - ۱۹۷۸) اعلام نموده که وقوع این مسائل در پمپ های تغذیه دیگ ها باعث از کار افتادگی پمپ ها و توقف قابل ملاحظه ای در تولید انرژی در نیروگاه های متعارف شده است.

مسائل مربوط به ناپایداری در توربو ماشین های مایع برخلاف موارد مربوط به کاویتاسیون دارای سابقه طولانی پژوهشی نمی باشد. از بعضی جهات این طنز آمیز است زیرا همانطوری که Ek (۱۹۷۵) و Dean (۱۹۵۹) متذکر گردیده اند، اگر قرار باشد کاری روی سیال یا توسط سیال انجام شود، جریان در توربو ماشین لزوماً بایستی ناپایدار باشد. معذالك در بسیاری از آثار معتبری که در مورد پمپ ها و توربین ها نگاشته شده اشاره های نادری به پدیده جریان ناپایدار یا ملاحظات در طراحی برای اجتناب از بروز چنین مسائلی شده است. بر خلاف توربو ماشین های مایع، سوابق تحقیقاتی در مورد مسائل جریان ناپایدار در توربو ماشین های گازی با تفصیل قابل ملاحظه ای موجود است و در این مورد تعدادی از مقاله های پژوهشی که زمینه یابی خوبی در این مبحث ارائه کرده اند موجود می باشد (بعنوان مثال، McCorskey - ۱۹۷۷، Cumpsty - ۱۹۷۷، Mickolajczak و دیگران - ۱۹۷۵، Platzer - ۱۹۷۸، Greitzer - ۱۹۸۱) در اینجا کوششی در جهت مرور در این سوابق انجام نخواهد شد و لی در موارد مقتضی سعی خواهد شد به مرجع های مفیدی که دارای اشتراك هائی با این مبحث می باشند اشاره شود. ضمناً روشن است که این مبحث شامل انواع مسائلی است که دامنه آنها بعنوان مثال از لرزش پره ها تا ناپایداری های روتوردینامیکی ناشی از سیال گسترده است. بلحاظ این تنوع و اقبالی که فقط اخیراً به تحقیقات پایه معطوف شده است، تا بحال سامانه شفاف برای دسته بندی این گونه مسائل شکل گرفته نشده و در واقع پدیده هائی موجودند که هنوز بنحو مناسبی احراز هویت نشده اند. بنابر این نتیجه می شود که سامانه ای که در اینجا برای دسته بندی بکار می گیریم آزمایشی است و لزوماً جامع نمی باشد. معذالك بنظر می رسد که سه طبقه از نوسان های جریان میتواند وقوع یابد، و در هر طبقه تعدادی از پدیده ها شناسائی می شوند. در اینجا بصورت اجمالی فهرست این پدیده ها ذکر شده و در بخش های بعدی به بعضی از آنها اشاره خواهد شد.

• [آ] نوسان های عمومی جریان. تعدادی از مسائل نوسانی شناخته شده شامل

نوسان های با مقیاس بزرگ جریان است. نمونه های مشخص آنها عبارتند از:

- [آ-۱] استال دورانی یا کاویتاسیون دورانی، زمانی وقوع می یابد که لازم است توربو ماشین در يك زاویه برخورد بزرگ نزدیک به مقداری که پره ها ممکن است در آن دچار استال شوند، کار کند. در اغلب موارد این حالت ابتدا با شروع استال در تعداد اندکی از پره ها آشکار می گردد و این "سلول استال" بصورت

محیطی با سرعتی برابر کسری از سرعت دورانی پروانه انتشار می یابد. این پدیده استال دورانی نامیده می شود و معمولاً در توربو ماشین هایی که تعداد زیادی پره دارند (مانند کمپرسورها) رخ میدهد. معذالک وقوع آن در پمپ های سانتریفوژ هم گزارش شده است. زمانی که توربو ماشین دچار کاویتاسیون می شود، پدیده مشابهی البته با کمی تغیرات، ممکن است وقوع یابد. این شرایط "استال دورانی با کاویتاسیون" نامیده می شود. ولی پدیده دیگری نیز وجود دارد که در آن کاویتاسیون به درجه بزرگتری در يك یا دو پره رخ می دهد و "سلول" کاویتاسیون در اطراف پروانه به شکلی که ظاهراً مشابه انتشار استال دورانی است منتشر می شود. این پدیده بعنوان "کاویتاسیون دورانی" شناخته می شود.

○ [آ-۲] سرج، زمانی آشکار می شود که لازم است توربو ماشین تحت شرایط بار گذاری سنگینی کار کند که در آن شیب منحنی افزایش ارتفاع / گذر جریان مثبت است. این پدیده يك ناپایداری سامانه ای می باشد که دینامیک تمام اجزاء سامانه (منابع، شیرآلات، لوله های مکش و رانش و خود توربو ماشین) در آن دخیل می باشند. نتایج آن نوسان های فشار و گذر جریان در سراسر سامانه است. اگر کاویتاسیون نیز حاضر باشد به این پدیده "خود نوسانی" گفته می شود و میتواند حتی در زمانی وقوع یابد که شیب منحنی افزایش ارتفاع / گذر جریان منفی است. ○ [آ-۳] کاویتاسیون جزئی یا کاویتاسیون پیشرفته، زمانی که طول حفره به طول پره میل کند به نحوی که حفره در ناحیه لبه خروجی فروپاشد، ناپایدار می شود. این شرایط میتواند به نوسان های شدیدی که در آن طول حفره بنحو چشمگیری نوسان می کند، منجر گردد.

○ [آ-۴] رزونانس خط لوله، در زمانی که یکی از فرکانس های عبور پره ها در توربو ماشین تصادفاً با یکی از مدهای صوتی خط لوله مکش یا رانش منطبق گردد، رخ می دهد. مقادیر نوسان فشار در این رزونانس ها اغلب باعث وقوع خسارت های عمده می گردد.

○ [آ-۵] اگر توربو ماشین مجهز به پیستون تعادلی باشد (که برای متوازن نمودن نیروهای محوری وارد بر پروانه طرح می شود)، و فرکانس رزونانس سامانه پیستون تعادلی با سرعت دوران پروانه یا فرکانس عبور پره ها منطبق گردد، رزونانس تعادل محوری رخ می دهد. اگرچه چندین مورد مشکوک به وقوع چنین رزونانسی گزارش شده ولی هنوز بایستی این پدیده بصورت آزمایشگاهی مستند گردد.

○ [آ-۶] صدای کاویتاسیون در مواردی دارای دامنه ای بقدر کفایت بزرگ است که با فرکانس ارتعاش های ساختمان رزونانس نماید.

○ [آ-۷] کلیه موارد فوق بر اساس پیش فرضی می باشند که وفق آن توربو ماشین به يك چهار چوب مرجع فاقد شتاب، تثبیت شده باشد. اگر این فرض صادق نباشد، ممکن است دینامیک توربو ماشین نقش تعیین کننده ای در ایجاد نوعی ناپایداری ایفا کند که در آن کل ماشین دچار ارتعاش می گردد. این پدیده ها که ناپایداری های پوگو در میان آنها از بهترین نمونه مستند شده است، در بخش ۱۳-۸ توضیح داده می شوند.

● [ب] نوسان های موضعی جریان. مسائل نوسانی متعدد دیگری وجود دارد که

بیشتر شامل نوسان های موضعی جریان و ارتعاش پره ها می باشند :

- [ب-۱] لرزش پره ها . مانند حالت ایروفویل ها ، شرایطی وجود دارد که در آن هر پره منفردی در نتیجه شرایط ویژه جریان (زاویه برخورد ، سرعت) ، صلبیت پره و روش تثبیت آن به پایه میتواند شروع به لرزش نماید (یا واگرا شود) .
- [ب-۲] تحریک پره ها بلحاظ کنش متقابل روتور و استاتور : ضمن اینکه حالت [ب-۱] در غیاب تحریک رخ می دهد ولی همچنین تعدادی از سازوکارهای تحریک در توربوماشین وجود دارد که میتواند لرزش های زیادی در پره ها ایجاد نماید . این بویژه در مورد یک ردیف از پره های استاتور که درست در جریان سوی ردیفی از پره های پروانه (یا برعکس) کار کند، صحت دارد . پس اثر پره های پادجریان میتواند مسائل نوسانی جدی در پره های جریان سو در فرکانس عبور پره ها یا ضربی از آن ایجاد نماید . عدم تقارن محوری در ورود به پمپ ، حلزونی یا بدنه نیز میتواند باعث تحریک پره های پروانه در فرکانس دوران پروانه گردد .
- [ب-۳] تحریک پره بعثت گرداب افشانی یا نوسان های کاویتاسیونی علاوه بر تحریک های مربوط به [ب-۲] ، همچنین ممکن است گرداب افشانی یا نوسان های کاویتاسیونی باعث تحریک و ایجاد لرزش در پره ها گردد .

● [ث] نیروهای شعاعی و روتوردینامیکی . نیروهای عمومی عمود بر محور دوران مسائل متعددی ایجاد نمایند :

- [ث-۱] نیروهای شعاعی ، نیروهای عمود بر محور دوران می باشند که ناشی از نایکنواختی های محیطی موجود در جریان ورودی ، پوسته ، یا حلزونی هستند . اگرچه این نیروها نسبت به چهار چوب مرجع متصل به بدنه پمپ ساکن می باشند بارهای وارده بر پروانه و در نتیجه به یاتاقانها میتواند بقدری بزرگ باشد که برای ایجاد فرسایش ، لرزش و حتی شکست یاتاقان ها کفایت کند .
- [ث-۲] نیروهای روتوردینامیکی القاء شده توسط جریان و در نتیجه حرکت محور دوران سامانه پروانه -محور در توربو ماشین وقوع می یابند . این نیروهای روتور دینامیکی میتوانند از آب بند ها ، جریان در پروانه ، جریان های ناشی یا جریان در خود یاتاقانها ناشی شوند . در مواردی این نیروها میتوانند باعث کاهش در سرعت های بحرانی سامانه محور گردد و در نتیجه محدودیت پیش بینی نشده ای در دامنه کار آن ایجاد نماید . یکی از مشخصه های مشترک مسائل روتور دینامیکی ناشی از سیال وقوع آنها در فرکانس کمتر از فرکانس دوران (فرو همزمان) است .

دو مبحث از موارد مندرج در فهرست فوق دارای سوابق پژوهشی آنچنان مفصلی می باشند که سزاوار اختصاص فصل جداگانه ای می باشند . در نتیجه فصل ۱۰ به نیروهای شعاعی و روتوردینامیکی و فصل ۹ به مبحث تحلیل دینامیکی سامانه و ناپایداری ها اختصاص داده شده اند . در بقیه این فصل ، در مورد سایر مسائل ناپایداری که در توربو ماشین های مایع وقوع می یابد توضیحات مختصری ارائه خواهد شد .

قبل از خاتمه دادن به مبحث طبقه بندی ، تاکید این موضوع حائز اهمیت است که بسیاری از پدیده هایی که باعث وقوع مسائل لرزشی جدی در توربو ماشین ها می گردند ناشی از تعامل دو یا بیشتر موارد مذکور در فوق است . شاید شناخته شده ترین این مسائل رزونانسی تعامل بین فرکانس های تحریکی عبور پره ها و مد های صوتی خطوط مکش یا رانش پمپ می باشد . ولی در سوابق پژوهشی نمونه های دیگری نیز وجود دارد . بعنوان مثال ، Dussourd (۱۹۶۸)

نوسان های جریان را که ناشی از تعامل استال دورانی و فرکانس های صوتی خط لوله (مکش یا رانش) است را توصیف نموده است. نمونه دیگر توسط Marscher (۱۹۸۸) ارائه شده که رزونانس بین حرکت های روتوردینامیکی محور و جریان های ناپایدار با فرکانس کمتر از فرکانس دوران پروانه (فرو همزمان) را که با جریان برگشتی در ورود به پروانه سانتریفوژ مربوط می باشد را مورد تفحص قرار داده است.

۸-۲ فرکانس های نوسانی

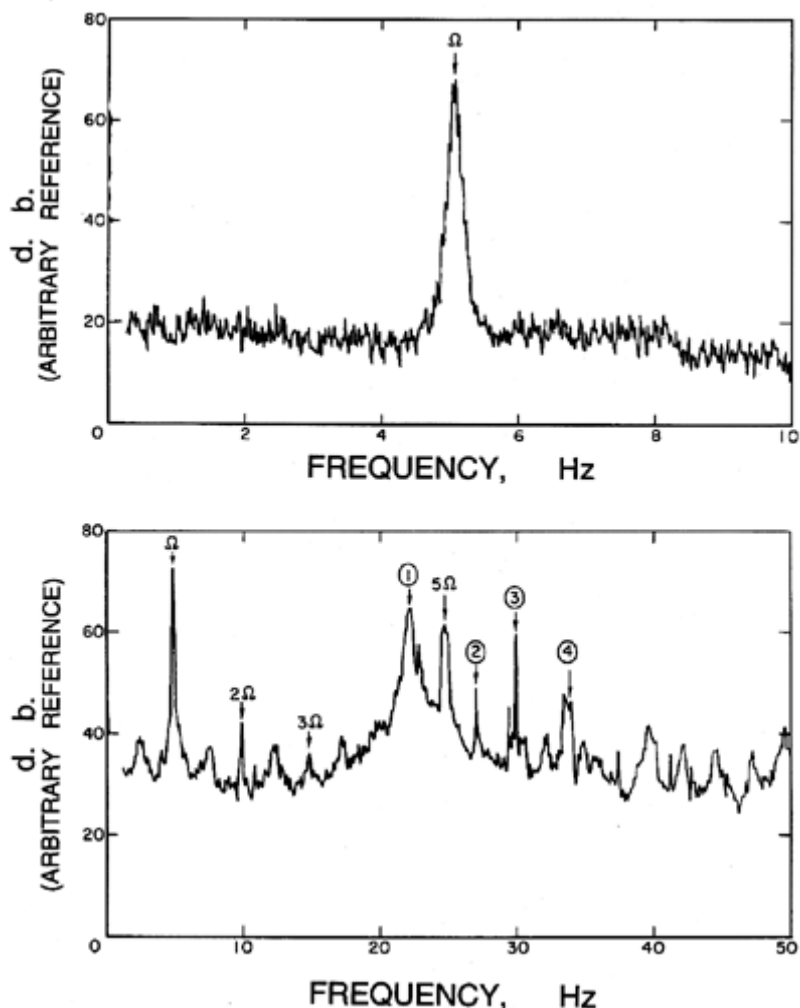
جدول ۸-۱

دامنه نمونه فرکانس ها در مسائل لرزشی پمپ ها

دامنه فرکانس	طبقه بندی لرزش ها
۲-۱ سر ج	آ-۲ خود نوسانی (لرزش خود بخود)
بسته به سامانه : 10 Hz - 3 در کمپرسورها.	آ-۱ استال دورانی در روتور
بسته به سامانه ، 0.4Ω - 0.1	آ-۱ استال دیفوزر بدون پره
0.4Ω - 0.7Ω	آ-۱ کاویتاسیون دورانی
0.4Ω - 0.25Ω	آ-۳ نوسان های کاویتاسیون جزئی
$1/1\Omega$ - $1/2\Omega$	ث-۱ نیروی شعاعی اضافی
Ω	ث-۲ ارتعاش روتوردینامیکی
کسری از Ω	آ-۴ تحریک ناشی از عبور پره
کسری از Ω در صورتیکه به سرعت بحرانی نزدیک شود.	(یا ب-۲)
$mZ_R\Omega$ ، $Z_R\Omega$ ، $Z_R\Omega/Z_{CF}$	ب-۱ لرزش پره ها
(در چهارچوب استاتور)	ب-۳ گرداب افشانی
$mZ_S\Omega$ ، $Z_S\Omega$ ، $Z_S\Omega/Z_{CF}$	آ-۶ صدای کاویتاسیون
(در چهارچوب روتور)	
فرکانس طبیعی پره ها در مایع	
فرکانس گرداب افشانی	
1 kHz - 20 kHz	

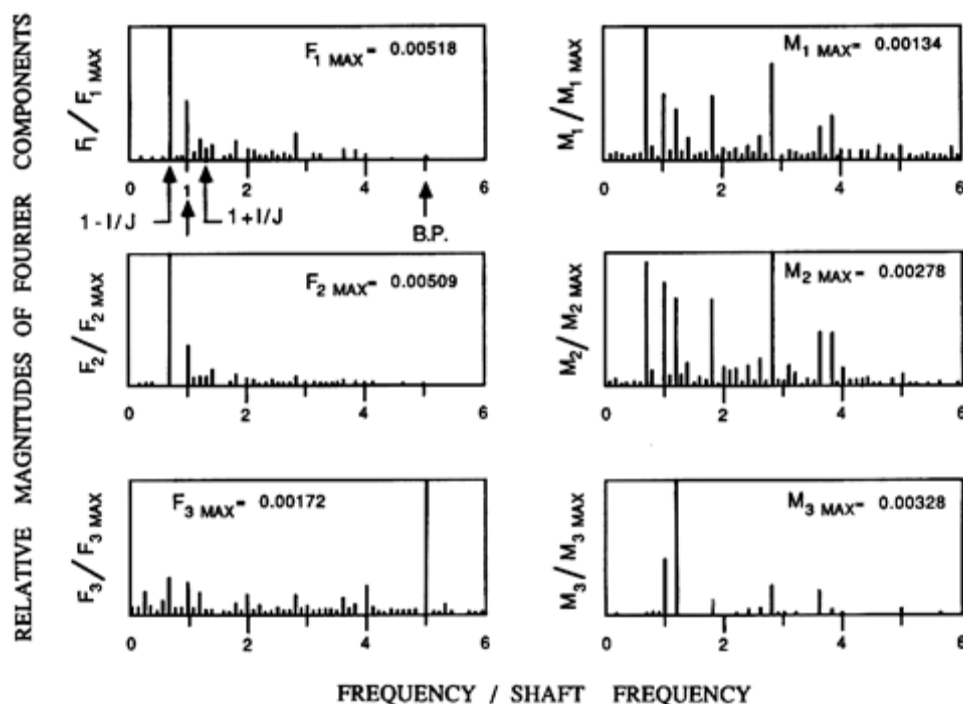
یکی از روش های عیب یابی که غالباً ، ولی نه همواره ، برای حل مسائل ارتعاشی پمپ ها مفید می باشد، بررسی فرکانس های غالب و مطالعه در مورد تغییرات آنها با سرعت دورانی است . جدول ۸-۱ بعنوان راهنمایی تقریبی برای شناخت این فرکانس ها و مسائلی که در آنها رخ می دهد، تدوین شده است . در اینجا سعی شده پدیده ها بصورت تقریبی به ترتیب افزایش فرکانس ذکر شوند تا این واقعیت که فرکانس آنها میتواند از چند Hz تا دهها kHz تغییر کند نشان داده شود . فرکانس بعضی از پدیده ها با سرعت پروانه (Ω) قابل قیاس است ، سایرین مانند سرچ ممکن است با Ω تغییر کنند ولی نه بصورت خطی ، همچنین گروهی دیگر مانند صدای کاویتاسیون کاملاً مستقل از Ω می باشند .

از بین فرکانس هایی که در جدول ۸-۱ فهرست شده اند ، فرکانس عبور پره ها نیاز به توضیح بیشتری دارند . تعداد پره های روتور و استاتور که مجاور یکدیگر کار کنند به ترتیب با Z_R و Z_S نشان می دهیم . فرکانس پایه ای عبور پره ها از نقطه نظر يك پره استاتور برابر $Z_R\Omega$ است زیرا پره استاتور عبور Z_R پره روتور را در هر دوران روتور تجربه می کند . در نتیجه این فرکانس پایه ای تحريك ناشی از عبور پره ها از نقطه نظر لوله مكش یا رانش یا ساختار استاتيك مورد نظر است . متقابلاً ، $Z_S\Omega$ فرکانس پایه ای تحريك ناشی از عبور پره ها در صورتی است که پره های روتور (یا ساختار پروانه) بعنوان مرجع در نظر گرفته شود . معذالك فرکانس تحريك به سادگی برابر همین مقدار نمی باشد زیرا هم هارمونيك ها و هم فرو هارمونيك ها ی این فرکانس های پایه ای میتوانند حائز اهمیت باشند . باید به این مطلب توجه شود که اگرچه این پدیده ها تنها بی هستند ولی سینوسی نمی باشند ، در نتیجه فرکانس تحريك دارای هارمونيك های بزرگتری برابر $mZ_S\Omega$ و $mZ_R\Omega$ می باشند ، که در آنها m مضرب صحیحی است . ولی از این مهمتر ، زمانی که اعداد صحیح Z_S و Z_R دارای مضرب مشترکی مانند Z_{CF} باشند در چهار چوب مرجع استاتور الگوی خاصی از تحريك بصورت فرو هارمونيك $Z_R\Omega/Z_{CF}$ از فرکانس پایه ای $Z_R\Omega$ تکرار می شود و متقابلاً در چهار چوب مرجع روتور ساختار پمپ ، تحریکی بصورت فروهارمونيك با فرکانس $Z_S\Omega/Z_{CF}$ تجربه می کند . این فرکانس های فروهارمونيك در قیاس با فرکانس های پایه ای عبور پره ها مسئله سازترند زیرا در این فرکانس های کوچکتر، میرائی سیال و ساختار پمپ کمتر است . بنابراین توربو ماشین ها به نحوی طراحی می شوند که مقادیر Z_S و Z_R دارای مضرب مشترك نباشند تا تحريك ناشی از فرو هارمونيك ها حذف گردد . مباحث بیشتری در مورد فرکانس های تحريك ناشی از عبور پره ها در بخش ۸-۸ ارائه خواهد شد .



شکل ۱-۸ طیف نمونه ارتعاش يك پمپ سانتریفوژ (پروانه X / حلزونی A) که با سرعت 300 rpm دوران می کند .

قبل از شروع به بحث در مورد مسائل ویژه مربوط به لرزش پمپ ها که در فوق فهرست شدند ، بهتر است طیف لرزش محور يك پمپ سانتریفوژ نمونه در حالت کار عادی و پایدار مورد بررسی قرار گیرد . شکل ۱-۸ نمونه ای از چنین طیفی را (برای دو دامنه فرکانس) نشان می دهد که از محور پروانه پنج پره سانتریفوژ X برداشت شده که در حلزونی فاقد پره A (بدون وجود پره های استاتور) با سرعت 300 rpm (5 Hz) کار می کند . به روشنی مشخص است که لرزش هم فرکانس با فرکانس پایه ای محور به مقدار 5 Hz در فرکانس های پائین غالب است . این تحریک ممکن است ناشی از نارسائی های مکانیکی محور پمپ مانند بالانس نبودن یا ناکنواختی های محیطی جریان مانند آنچه از حلزونی ممکن است ایجاد گردد باشد . همچنین روشن است که غالب ترین هارمونیک فرکانس محور در فرکانس 5Ω رخ می دهد زیرا پروانه ۵ پره دارد . معذالك قله هایی در فرکانس های 2Ω و 3Ω مشاهده می شود که نشان دهنده غیر سینوسی بودن تحریک در فرکانس محور Ω است . دیگر قله های غالب با شماره های از ۱ تا ۴ مشخص شده اند و نماینده فرکانس های رزونانسی ساختار پمپ می باشند که متاثر از سرعت دورانی پمپ نیستند .



شکل ۲-۸ فرکانس های نمونه F_1 ، F_2 ، F_3 ، M_1 ، M_2 و M_3 برای پروانه X /حلزونی A که در این آزمایش در سرعت 3000 rpm ، $\varphi = 0.92^\circ$ و $I/J = 3:10$ تعیین شده اند. به هارمونیک های J ، Ω / $(J \pm I)$ و فرکانس عبور پره های Ω توجه شود.

در سرعت های دورانی بالاتر، همزمانی بیشتری با فرکانس های ساختاری رخ می دهد و طیف شامل اختلال (نویز) بیشتری است. معذالک هنوز هم مشخصه های جالبی را میتوان تشخیص داد. شکل ۲-۸ نمونه هایی را نشان می دهد که از مقاله Miskovich و Brennen (۱۹۹۲) گرفته شده و در آن طیف کلیه شش نیرو و گشتاوری که در چهارچوب مرجع پروانه X توسط دستگاه بالانسی که پروانه درون آن نصب گردیده، اندازه گیری شده است. F_1 و F_2 دو نیروی شعاعی چرخشی می باشند، M_1 و M_2 گشتاور های خمشی متناظر با نیروهای مذکور می باشند، F_3 رانش محوری و M_3 گشتاور آن می باشد. در این مثال سرعت محور برابر 3000 rpm ($\Omega = 100\pi \text{ rad/sec}$) و نیز پروانه با فرکانس $\omega = I\Omega/J$ چرخانده می شود که در آن $I/J = 3:10$ است. توجه شود که در طیف تمام نیروها و گشتاورها، در فرکانس دوران محور، Ω به سبب نیروهای شعاعی پایداری که ناشی از عدم تقارن حلزونی است، قله نیرومندی دیده می شود. نیروهای روتور دینامیکی در این چهارچوب مرجع دورانی با فرکانس های ضربان $(J \pm I)\Omega$ آشکار شده اند، توجه شود اثر روتور دینامیکی غالب بازاء مقدار کمتر این فرکانس های ضربانی $(J-I)\Omega$ رخ می دهد. طیف گشتاورهای M_1 و M_2 پر اختلال می باشد زیرا خط عمل نیروهای F_1 و F_2 نزدیک به وضعیت محوری انتخابی مرکز مختصات سامانه است که محل آن نقطه وسط رانش پروانه می باشد. در نتیجه، مقدار گشتاورها کوچک است. یکی از مشخصه های شگفتی آور این داده ها وجود مولفه مهم ناپایداری در فرکانس عبور پره ها، Ω در طیف نیروی رانش محوری است که مقدار آن در حدود 0.2% تا 0.5% نیروی رانش پایداری محوری است و Miskovich و Brennen نشان می دهند که قله آن نزدیک به زمان هائی است که پره ها

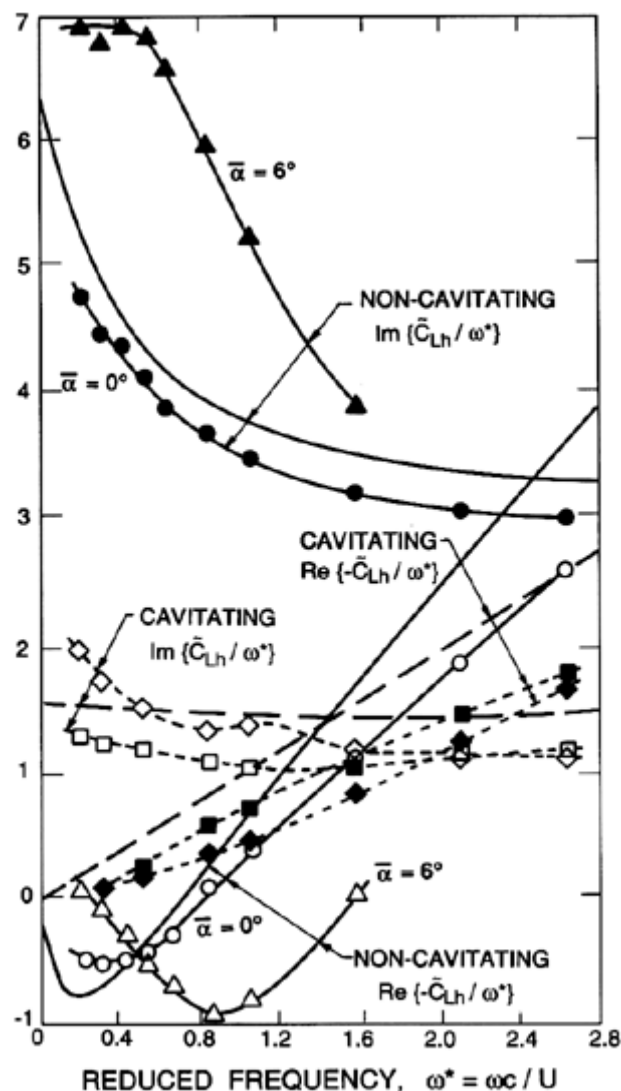
از کنار آب شکن حلزونی عبور می کنند . گرچه این مقادیر بزرگ بنظر نمی رسند ولی میتوانند باعث لرزش های محوری قابل ملاحظه ای با فرکانس عبور پره ها در بعضی کاربردها شوند .

۳-۸ جریان های ناپایدار

در بررسی بسیاری از پدیده هایی که در بخش ۸-۱ فهرست شدند ، نیاز به شناخت در مورد جریان های ناپایداری است که متناظر با جریان های پایدار ردیفه هایی می باشند که در بخش ۲-۳ و ۵-۳ مورد بحث قرار گرفتند . در مبحث ردیفه های محوری بدون کلویتاسیون ، حجم بزرگی از مطالعات و پژوهش های انجام شده در زمینه موتورهای توربین های گازی می باشند و بررسی های تفصیلی متعددی در این مورد موجود است از جمله Woods (۱۹۶۱) ، McCroskey (۱۹۷۷) ، Mikolajczak و دیگران (۱۹۷۵) و Platzer (۱۹۷۸) را میتوان نام برد . در بخش اعظم کارهای تحلیلی انجام شده از تئوری ردیفه های خطی استفاده شده است ، بعنوان مثال ، Kemp و Sears (۱۹۵۵) ، Woods (۱۹۵۵) ، Schorr و Reddy (۱۹۷۱) ، و Kemp و Ohashi (۱۹۷۵) را میتوان عنوان نمود . بعضی از این کارها در تحلیل جریان های ناپایدار در پمپ ها کاربرد داشته اند و برای پوشش موضوع ماشین های شعاعی یا با جریان مختلط ، بسط یافته اند . بعنوان مثال ، Tsukamoto و Ohashi (۱۹۸۲) از این روش ها برای مدل سازی شرایط گذرای راه اندازی پمپ های سانتریفوژ و Tsujimoto و دیگران برای تحلیل ارزیابی گشتاور ناپایدار در ماشین های با جریان مختلط ، سود جسته اند .

معذالك اكثر روش های موجود به ردیفه های با بارگذاری سبك و پروانه های با زاویه برخورد كم محدود شده اند . برای مطالعه حالت زاویه های برخورد بزرگتر و ردیفه های با زاویه خمش زیاد ، به تئوری های پیچیده تر (بعنوان مثال Adamczyk-۱۹۷۵) دیگری نیاز است ، مانند حالتی که بین جریان پایدار و ناپایدار ارتباط نیرومندی وجود داشته باشد (Platzer-۱۹۷۸) . علاوه بر این ، بسیاری از تئوری های اولیه فقط برای جریان های ناپایداری کاربرد داشتند که عموماً یکنواخت بوده و پره ها در آن هم آهنگ حرکت نمایند . بنظر می رسد که Samoylovich (۱۹۶۲) اولین پژوهشگری بود که نوسان های با اختلاف فازهای دلخواه میان پره ای ، از نوعی که برای مطالعات لرزش پره ها مورد نیاز است (نگاه کنید به ذیل) ، را در نظر گرفت .

اگر زاویه برخورد بزرگ باشد به نحوی که باعث بروز استال در پره ها شود ، بایستی از روش های خطوط جریان آزاد ناپایدار برای مدل سازی جریان استفاده نمود (Woods-۱۹۶۱) . بغیر از کار Sisto (۱۹۶۷) ، در این نوع مسائل که در توربو ماشین ها دارای اهمیت زیادی می باشند ، کارهای تحلیلی کمی انجام شده است . یکی از پیچیدگی های مکانیک سیالاتی ، پاسخ ناپایدار یا دینامیکی جریان جدا شده ای است که انحراف قابل ملاحظه ای با سیر رخ داده هایی دارد که بر اساس نگرش شبه تعادلی ساخته شده باشند . پیشرفت های چندی در فهم " استال دینامیکی " يك پره واحد شده است (بعنوان مثال نگاه کنید به Ham-۱۹۶۸) . معذالك بنظر می رسد برای فهم پدیده پیچیده استال دینامیکی در توربو ماشین ها ، به کارهای بیشتری نیاز است .



شکل ۳-۸ ضریب برار (لیفت) نوسانی \bar{C}_{Lh} مربوط به فویل هائی که تحت تاثیر نوسان های خیزشی در فرکانس کاهیده $\omega^* = \omega c / U$ قرار گرفته اند. اجزاء حقیقی و موهومی \bar{C}_{Lh} / ω^* برای حالت هائی به این شرح نشان داده شده است: (a) جریان بدون کاویتاسیون در زاویه های برخورد صفر درجه و ۶ درجه. (b) داده های کاویتاسیونی مربوط به زاویه متوسط برخورد ۸ درجه برای حفره های بلند اختناقی (بشکل مربع) و برای حفره های به طول ۳ برابر وتر فویل (بشکل الماس).

تحلیل های خطوط جریان آزاد ناپایدار را میتوان با اطمینان بیشتری برای تحلیل ردیفه های در حال کاویتاسیون بکاربرد زیرا فشار حفره یا فشار خط جریان آزاد معمولاً معلوم و ثابت است درحالی که فشار متناظر برای جریان های پس اثر ممکن است با زمان تغیر نماید و پیش بینی آن دشوار است. بنابراین بعنوان نمونه، پاسخ ناپایدار فویل منفرد در حال کاویتاسیون پیشرفته (Woods-۱۹۷۵، Martin-۱۹۶۲، Parkin-۱۹۶۲)، با اندازه گیری های آزمایشگاهی که توسط Acosta و DeLong (۱۹۷۱) انجام شده مقایسه شده است. بعنوان مثال شکل ۳-۸ داده های

DeLong و Acosta که نیروهای ناپایدار وارد بر فویل منفردی را که تحت تاثیر نوسان های خیزشی در فرکانس های مختلف کاهیده $\omega^* = \omega c / U$ قرار گرفته است را نشان می دهد. حرکت نوسانی خیزشی d بصورت زیر بیان می گردد :

$$d = \text{Re}\{\bar{d}e^{j\alpha}\} \quad \dots (۸-۱)$$

که کمیت مختلط \bar{d} حاوی دامنه و فاز جابجائی است. ضریب برای حاصله C_L (با استفاده از نمادهای مربوط به فصل بعدی)، بصورت زیر تجزیه می گردد:

$$C_L = \bar{C}_L + \text{Re}\{\bar{C}_{Lh}e^{j\alpha}\} \quad \dots (۸-۲)$$

و اجزای حقیقی و موهومی \bar{C}_{Lh} / ω^* در شکل ۸-۳ ترسیم شده است مشخصه های برای فویل را نشان می دهد. بویژه، توجه به این نکته حائز اهمیت است که انحراف اساسی از رفتار شبه استاتیک در فرکانس های کاهیده به کوچکی 0.2 رخ می دهد، اگرچه انحراف ها در جریان بدون کاویتاسیون بیشتر از جریان کاویتاسیونی است. خطوط ممتد در شکل ۸-۳ نتایج تئوری های خطی را نشان می دهد و میتوان ملاحظه نمود که بین تئوری و نتایج آزمایشگاهی توافق خوبی وجود دارد. همچنین توجه شود که $\text{Re}\{-\bar{C}_{Lh}\}$ در جریان های بدون کاویتاسیون در فرکانس های کم، منفی است ولی در مقادیر بزرگتر ω مثبت می شود درحالی که مقادیر مربوط به حالت کاویتاسیونی همگی مثبت می باشند.

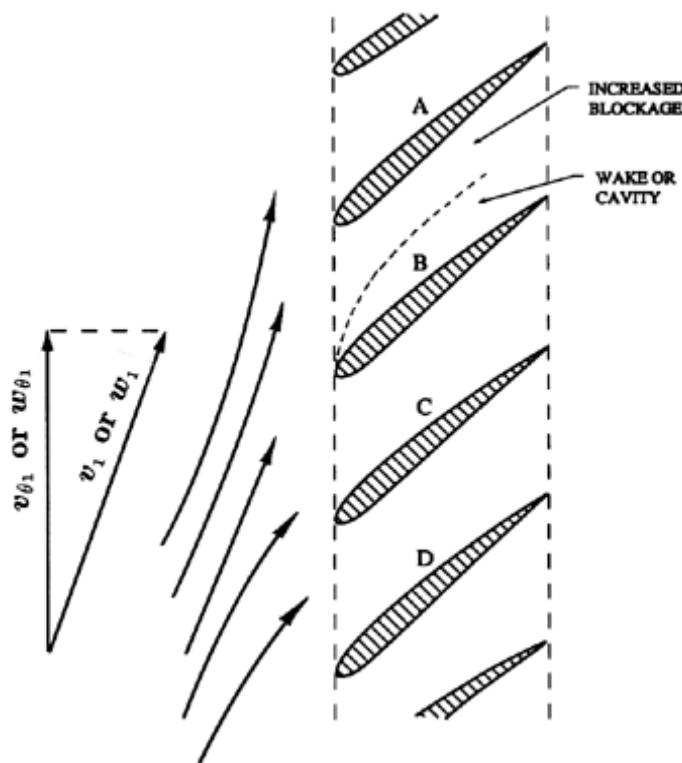
داده های مشابه برای ردیفه های کاویتاسیونی بمنظور تحلیل استعداد بروز ناپایداری در پمپ های با جریان محوری کاویتاسیونی مورد نیاز است. نویسنده از وجودچنین داده ها یا تحلیل هایی بی اطلاع است.

بهمین سیاق، اطلاعات در مورد مشخصه های دینامیک ردیفه های شعاعی در مقایسه باردیفه های محوری ناچیز است و در نتیجه توانائی ما برای مدل سازی ناپایداری های پمپ های سانتریفوژ به راستی بسیار محدود می باشد.

۸-۴ استال دورانی

پدیده استال دورانی زمانی رخ می دهد که لازم باشد آشپارکی متشکل از پره ها با زاویه برخورد زیادی نزدیک به مقدار متناظر با وقوع استال در پره ها کار کند. این در يك پمپ معمولاً در حکم کاهش گذرجریان به مقداری مساوی یا کمتر از گذر جریان درحداکثر ارتفاع در منحنی مشخصه ارتفاعی پمپ است (برای نمونه نگاه کنید به شکل های ۷-۵ و ۷-۶). Emmons و دیگران (۱۹۵۵) اولین پژوهشگرانی بودند که توضیح کاملی در مورد انتشار استال دادند. ردیفه شکل ۴-۸ ردیفی از پره ها را نشان می دهد (روتور یا استاتور) که با زاویه برخورد زیاد کار می کنند. سپس اگر پره B دچار استال گردد، پس اثر جداشده ای ایجاد می کند و انسداد در مقابل جریان در گذرگاه بین دوپره متوالی A و B افزایش می یابد. این بنوبه خود جریان را از این انسداد بصورتی که در شکل نشان داده شده، دور می کند. نتیجه بصورت افزایش زاویه برخورد روی پره A و کاهش زاویه برخورد در پره B خواهد بود. بنابراین، پره A تمایل به استال نموده در حالی که پره C تمایل به کاهش استال می یابد. در نتیجه، "سلول" استال در جهت بالا در شکل و یا در جهت دور شدن از جریان ورودی حرکت می کند. البته سلول استال میتواند در برگیرنده تعداد زیادی پره باشد که در آنها بیشتر از يك پره از خود آثار افزایش جدا شدگی یا استال را نشان دهند. سلول استال حول محور دوران نموده و به آن "استال دورانی" گفته می شود. بعلاوه

سرعت انتشار ، جزئی از مولفه محیطی سرعت نسبی یعنی $v_{\theta 1}$ در حالت استاتور و $w_{\theta 1}$ در حالت روتور خواهد بود .
 حاصل اینکه در حالت روتور ، استال در همان جهت روتور با سرعت ۵۰ تا ۷۰ درصد سرعت زاویه ای روتور دوران می کند .



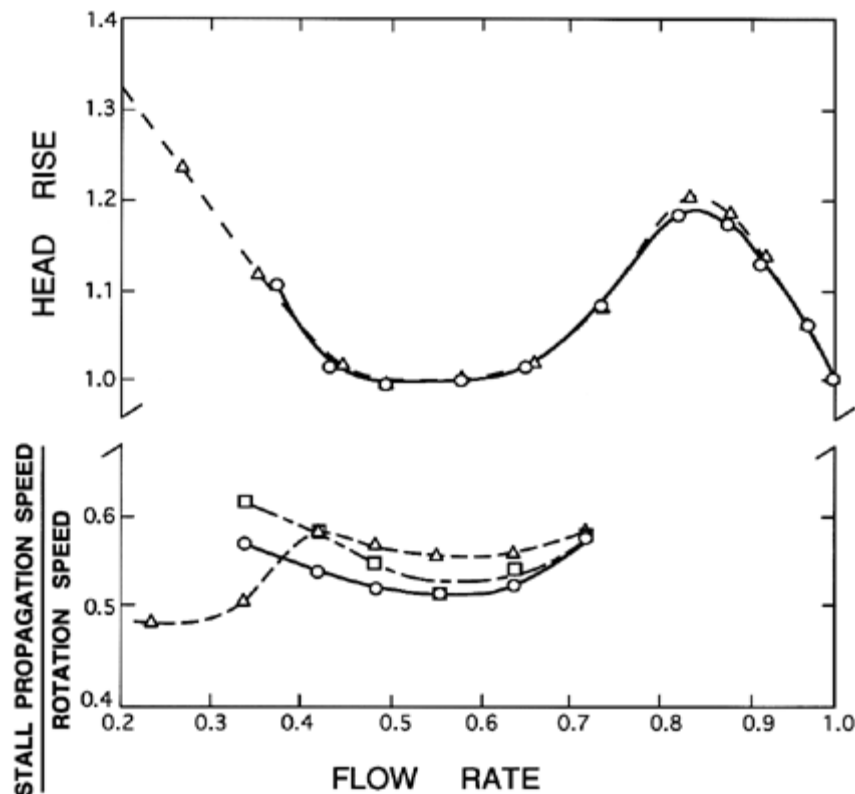
شکل ۴-۸ نمودار يك سلول استال در استال دورانی یا کاویتاسیون دورانی

برای تشخیص اختلاف بین استال دورانی و سرچ به این نکته بایستی توجه نمود که اختلال هائی که در شکل ۴-۸ نشان داده شده الزاماً به این معنی نیست که نوسانی در گذر جرمی سیال در عبور از توربو ماشین رخ می دهد. بلکه به این معنی است که توزیع مجدد جریان انجام می گیرد . از طرف دیگر ، همواره ممکن است که اختلال هائی که ناشی از استال دورانی است با مثلاً یکی از مدهای صوتی در لوله های مکش و رانش رزونانس کند و در نتیجه نوسان های عمده ای در جریان جرمی رخ دهد .

اگرچه استال دورانی میتواند در هر توربو ماشینی رخ دهد ولی اکثر موارد گزارش شده و اغلب مطالعات انجام شده در کمپرسور های با تعداد زیاد پره بوده است . بهترین نوشته های مربوط به این مبحث توسط Emmons و دیگران (۱۹۵۹) و همچنین Greitzer (۱۹۸۱) در زمان های اخیر تر نوشته شده است . هردو نویسنده به مجموعه ای از نوشته ها که بمنظور پیش بینی شروع و آثار و نتایج استال دورانی تهیه شده است، اشاره نموده اند . معیار مفید تقریبی عبارت است از اینکه استال دورانی در روتور زمانی وقوع می یابد که در منحنی افزایش کل ارتفاع پمپ با کاهش ضریب جریان به بیشینه منحنی نزدیک شویم . این چیزی جز يك تقریب بسیار تقریبی چیز دیگری نیست و Greitzer (۱۹۸۱) مواردی را نقل میکند که استال دورانی درحالی رخ داده است که شیب منحنی عملکرد پمپ هنوز منفی بوده است . معیار پیشرفته تر که بصورت گسترده تری

مورد استفاده است توسط Leiblein (۱۹۶۵) تعریف شده و همان ضریب پخش D_f است که قبلاً در معادله ۲-۳ تعریف شد. تجربه نشان می دهد استال دورانی زمانی شروع می شود که D_f به حدود ۰/۶ افزایش یابد.

هرچند که اغلب بررسی های انجام شده در مورد استال دورانی در کمپرسور های محوری است، Murai (۱۹۶۸) این پدیده را در پمپ با جریان محوری نمونه ای متشکل از ۱۸ پره، با نسبت ناف/نوک پره برابر ۰/۷ و با استحکام نوک برابر ۱/۱۵ و با زاویه پره در نوک برابر ۲۰ درجه، ملاحظه نموده و مورد مطالعه قرار داد. داده های وی در مورد سرعت دورانی سلول استال در شکل ۵-۸ نقل شده است. توجه شود که شروع استال دورانی زمانی است که گذر جریان به نقطه ای کمتر از بیشینه ارتفاع در منحنی مشخصه پمپ برسد. همچنین توجه شود که سرعت انتشار سلول استال، به صورت نمونه بین دو مقدار ۰/۴۵ و ۰/۶ سرعت دورانی پمپ می باشد.



شکل ۵-۸ مشخصه ارتفاعی پمپ محوری ۱۸ پره همراه با نتایج اندازه گیری های سرعت انتشار سلول استال دورانی نسبت به سرعت محور پمپ. این شکل از مقاله Murai (۱۹۶۸) گرفته شده است. داده های موجود مربوط به سه فشار متفاوت ورودی می باشد. ارتفاع و گذر جریان بدون بُعد روی محورهای مختصات ترسیم شده اند.

معذالك استال دورانی در پمپ های با پره های با تعداد کم گزارش نشده است شاید بلحاظ اینکه در پمپ نمونه محوری یا القاء کننده با تعداد پره های اندك، D_f به عدد ۰/۶ نزدیک نمی شود. اغلب تئوری های مربوط به پایداری جریان (برای نمونه Emmons و دیگران - ۱۹۵۹) بر اساس مدل

سازی روتور بصورت دیسک عامل بنا شده اند که در آن فرض می شود سلول استال طولانی تر از فاصله بین دو پره است. این فرض در یک پمپ محوری که دارای سه یا چهار پره است، فرض مناسبی نمی باشد.

Murai (۱۹۶۸) همچنین اثر کاویتاسیون محدود را روی پدیده استال دورانی مورد مطالعه قرارداد و ملاحظه نمود که کاویتاسیون در سرعت انتشار استال دورانی تغییراتی چندی همانگونه که تغییرات فشار ورودی در شکل ۵-۸ عمل می کنند، پدید می آورد. تاکید این مطلب اهمیت دارد که در پدیده ای که توسط Murai مطالعه شده کاویتاسیون در مقایسه با استال دورانی نقش دوم را حائز است ولی در پدیده دیگری که در ذیل توضیح داده خواهد شد و به آن کاویتاسیون دورانی گفته می شود در نقطه ای از مشخصه ارتفاع-جریان رخ می دهد که شیب منفی نبوده و منحنی در وضعیت پایدار است و استال دورانی در آن وقوع نمی یابد.

حال به پمپ های سانتریفوژ برمی گردیم، مطالعات متعددی وجود دارد که از وقوع استال دورانی در پروانه یا در دیفوزر/ حلزونی گزارش شده است. Hergt و Benner (۱۹۶۸) استال دورانی را در دیفوزر های پره دار مطالعه نمودند و نتیجه گرفتند که این پدیده فقط در بعضی از هندسه های خاص دیفوزر وقوع می یابد. Lenneman و Howard (۱۹۷۰) الگوهای جریان در گذرگاه بین پره ها که با استال دورانی همراه است را مورد مطالعه قرار دادند و داده های خود را بر اساس نسبت Ω_{RS}/Ω ، ارائه داده اند که نسبت سرعت انتشار سلول استال به سرعت پروانه است. آنها دامنه تغییرات این نسبت را از ۰/۵۴ تا ۰/۶۸ یافتند که عدد کوچکتر این نسبت بصورت نمونه مربوط به سرعت های کمتر پروانه و ضرایب جریان بزرگتر است.

شاید مفصل ترین مطالعه، پژوهشی است که اخیراً توسط Yoshida و دیگران (۱۹۹۱) انجام شده که مشاهدات بشرح ذیل را در پروانه ۷ پره ای پمپ سانتریفوژی با انواع دیفوزرها، با/ یا بدون پره گزارش نموده است. استال دورانی با یک سلول در پروانه، پائین تر از ضریب جریان بحرانی معینی مشاهده شده است که به هندسه دیفوزر بستگی دارد. در غیاب دیفوزر، سرعت سلول در حدود ۹۰٪ - ۸۰٪ سرعت دورانی پروانه بود، با وجود دیفوزر پره دار سرعت سلول به دامنه ۸۰٪ - ۵۰٪ کاهش یافت. در حضور استال دورانی در پروانه، حضور اختلال های انتشار یابنده ای با ۲، ۳ و ۴ سلول را تشخیص دادند. این ها احتمالاً در اثر آثار غیر خطی و تعامل با تحریک ناشی از عبور پره می باشد. همچنین وقوع استال دورانی در دیفوزر پره دار با سرعت ۱۰٪ سرعت پروانه ملاحظه شده است. به خصوص در زمانی که لقی بین پروانه و پره های دیفوزر بزرگ باشد این پدیده قابل ملاحظه تر خواهد بود. با کاهش این لقی، استال دورانی کاهش می یابد.

یک دیفوزر یا حلزونی حتی در غیاب پره ها میتواند، "استال" دورانی انتشار یابنده را از خود بروز دهد. Jansen (۱۹۶۴) و van der Braembussche (۱۹۸۲) این ناپایداری جریان را گزارش نمودند و مشخص کردند که این الگوی جریان با سرعت در دامنه ۲۵٪ - ۵٪ سرعت پروانه منتشر می گردد. Yoshida و دیگران (۱۹۹۱) در دیفوزرهای بدون پره خود، استال دورانی با چهار سلول را در دامنه بزرگی از ضرایب جریان مشاهده نمودند و سرعت آن را در حدود ۲۰٪ سرعت پروانه اندازه گیری نمودند.

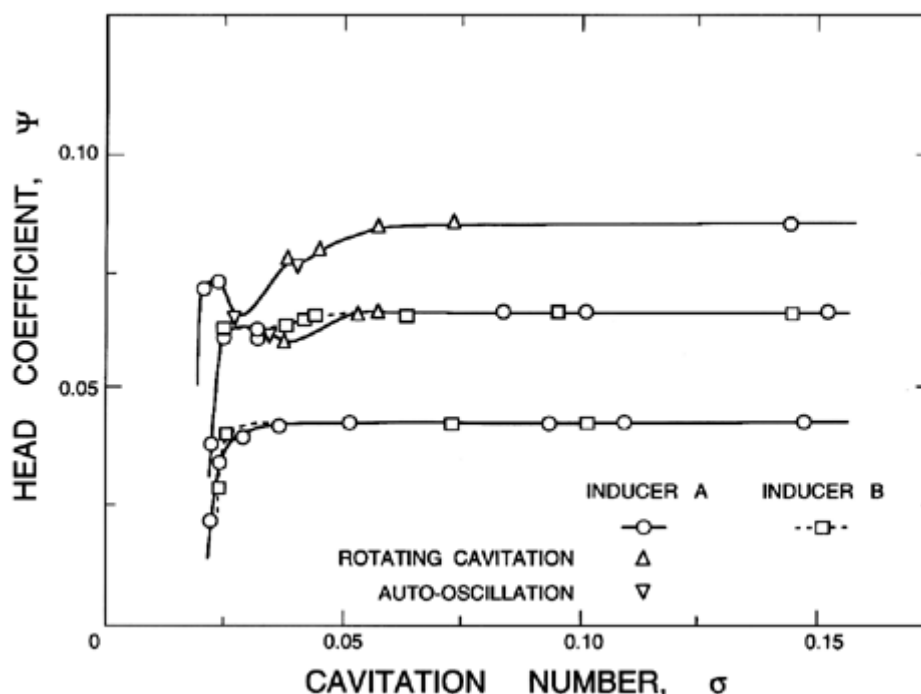
بالاخره متذکر می شویم که استال دورانی ممکن است با مد صوتی لوله های مکش و رانش رزونانس نموده و مسائل جدی ضربانی ایجاد نماید. Dussourd (۱۹۶۸) چنین مسئله ای را در سامانه تغذیه دیگ مشاهده نمود که در آن فرکانس استال دورانی در دامنه ۲۵٪ - ۱۵٪ سرعت پروانه، یعنی کمتر از مقدار معمول بود. او همچنین از روشهای دامنه فرکانس که در فصل ۹ خواهد آمد برای مدل سازی دینامیکی این پمپ سانتریفوژ چند مرحله ای استفاده نمود. این نشان

دهنده نمونه خوبی از یکی از بسیاری از مسائل ترکیبی است که در سامانه های توربوماشین ها وقوع می یابد .

۸-۵ کاویتاسیون دورانی

القاء کننده ها یا پروانه ها در پمپ ها ئی که در حین کار بدون کاویتاسیون ، هیچگونه آثار استال دورانی از خود نشان نمی دهند زمانی که لازم است با اعداد کاویتاسیون پائین کار کنند ممکن است آثاری از پدیده ظاهرأ مشابه ای بروز دهند که بنام " کاویتاسیون دورانی " شناخته شده است. معذالك لازم است بر اختلاف اساسی این دو پدیده تاکید گردد .

استال دورانی در نقاطی از مشخصه ارتفاع / جریان رخ می دهد که در آن نقاط پره ها ممکن است دچار استال شوند ، معمولاً در گذرهای جریانی که شیب منحنی ارتفاع / جریان ، مثبت باشد و در اینصورت بلحاظ مواردی که در بخش بعد مورد بحث قرار خواهد گرفت ، ناپایدار باشد . از سوی دیگر مشاهده شده که کاویتاسیون دورانی در نقاطی که شیب منحنی مشخصه منفی می باشد رخ می دهد . این نقطه های کار در حالت عادی و در غیاب کاویتاسیون ، نقاط پایدار محسوب می شوند . در نتیجه دینامیک کاویتاسیون برای ایجاد کاویتاسیون دورانی امری اساسی است . تفاوت دیگر بین این دو پدیده تفاوت در سرعت انتشار آنها است .



شکل ۸-۶ وقوع کاویتاسیون دورانی و خود نوسانی در عملکرد القاء کننده کاویتاسیونی که توسط Kamijo و دیگران (۱۹۷۷) آزمایش شده است .

کاویتاسیون دورانی بوضوح برای اولین بار توسط Watanabe و Shimura ، Kamijo (۱۹۷۷) (همچنین نگاه کنید به ۱۹۸۰) تشخیص داده شد ، گرچه بعضی از شواهد آن را میتوان در اندازه گیری های لرزش محور پمپ توسط Rosemann (۱۹۶۵) ملاحظه نمود . عموماً کاویتاسیون دورانی در مواقعی مشاهده شده که عدد کاویتاسیون σ به مقداری کاهش یابد که ارتفاع وفق شکل ۶-۸ که از نوشته Kamijo و دیگران (۱۹۷۷) گرفته شده ، تحت تاثیر کاویتاسیون قرار گرفته باشد . Rosemann (۱۹۶۵) گزارش نموده که ارتعاش ها ئی (که حال بعنوان کاویتاسیون دورانی شناخته می شود) در اعداد کاویتاسیون بین ۲ تا ۳ برابر عدد کاویتاسیون شکست رخ می دهد و بویژه در ضرایب جریانی مشهوداست که بازاء آنها القاءکننده با سنگینی بیشتری بارگذاری شده باشد .

معمولاً کاهش بیشتر σ به کمتر از مقداری که کاویتاسیون دورانی در آن رخ دهد منجر به خود نوسانی یا سرج می گردد (نگاه کنید به مطالب زیر و شکل ۶-۸) . در حال حاضر اصلاً روشن نیست که چرا بعضی از القاءکننده ها و پروانه ها در صورت وقوع ناپایداری بدون بروز هیچگونه کاویتاسیون دورانی مستقیماً به خودنوسانی می رسند .

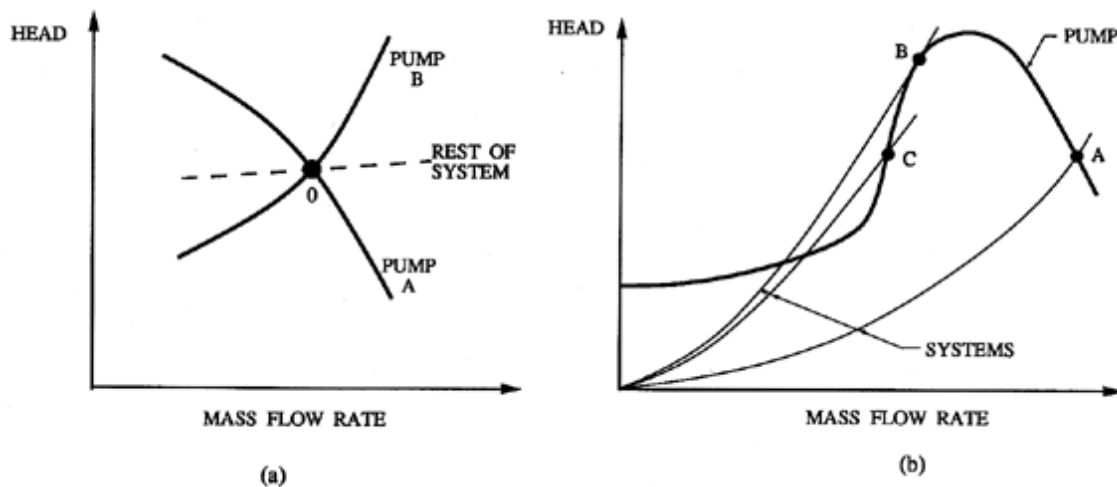
برخلاف استال دورانی که سرعت های دوران آن کمتر از سرعت روتور است ، کاویتاسیون دورانی با سرعت انتشاری که کمی بیشتر از سرعت پروانه است ، شناخته می شود . Kamijo و دیگران (۱۹۷۷) (همچنین نگاه کنید به Kamijo و دیگران -۱۹۹۲) سرعت های انتشار Ω_{RC}/Ω برابر ۱/۱۵ مشاهده نمودند ، که بسیار شبیه به سرعت انتشار (تا اندازه ای مبهم) Ω_{RC}/Ω بود ، که توسط Rosemann (۱۹۶۵) گزارش شده بود .

اخیراً Tsujimoto و دیگران (۱۹۹۲) با استفاده از روش های مذکور در فصل ۹ کاویتاسیون دورانی را مدل سازی دینامیکی کرده اند . آنها نشان داده اند که انعطاف پذیری کاویتاسیونی و ضریب بهره جریان جرمی (نگاه کنید به فصل ۱۴-۹) در تعیین ناپایداری کاویتاسیون دورانی نقش قطعی را بهمان نحوی که این پارامتر ها در پایداری کل سامانه که شامل پمپ در حال کاویتاسیون است ، ایفاء می کنند (نگاه کنید به بخش ۷-۸) . همچنین توجه شود که تحلیل Tsujimoto و دیگران (۱۹۹۲) ، سرعت های انتشار بیشتر از سرعت پروانه را (Ω_{RC}/Ω) در دامنه برابر ۱/۱ تا ۱/۴ که ، با مشاهدات تجربی منطبق می باشد ، پیش بینی نموده است .

۸-۶ سرج

سرج و خود نوسانی (نگاه کنید به بخش بعد) ناپایداری هائی هستند که نه تنها به منحنی مشخصه پمپ ، بلکه به بقیه سامانه پمپاژ مرتبط می باشند . این ناپایداری ها منجر به نوسان های فشار و گذر جریان شده و نه تنها ارتعاش اضافی ایجاد نموده و عملکرد پمپ را کاهش می دهند بلکه یکپارچگی ساختاری توربو ماشین و سایر اجزاء سامانه را نیز مورد تهدید قرار می گیرد . در فصل ۹ اطلاعات مشروح تری از روشهای تحلیلی عمومی برخورد با این طبقه از ناپایداری های سامانه ارائه خواهد شد . ولی برای اهداف حاضر ، ارائه خلاصه کوتاهی از بعضی مشخصه های این ناپایداری در سامانه مفید می باشد . بدین منظور ابتدا شکل (a) ۷-۸ که در آن مشخصه حالت پایدار پمپ (افزایش ارتفاع - در مقابل گذر جرمی جریان) همراه با مشخصه حالت پایدار بقیه سامانه ای که پمپ به آن مرتبط است (افت ارتفاع - در مقابل گذر جرمی جریان) ، ترسیم شده است . در حالت کار پایدار ، افزایش ارتفاع در پمپ بایستی برابر افت ارتفاع در بقیه سامانه باشد ، و گذر جریان بایستی در سامانه و پمپ یکسان شود تا ترکیب این دو بتواند در نقطه تقاطع O کار کند . حال پاسخ پمپ به کاهش اندکی در گذر جریان به مقداری کمی کمتر از نقطه تعادل O را

مورد مطالعه قرار می دهیم. پمپ A در این کاهش، ارتفاع بیشتری از افت ارتفاع در بقیه سامانه ایجاد می کند، و این اختلاف باعث افزایش گذر جریان می شود که موجب بازگشت به نقطه تعادل می گردد. بنابراین، از آنجائی که شیب منحنی مشخصه پمپ A کمتر از شیب منحنی مشخصه بقیه سامانه است، نقطه O نقطه کار شبه استاتیکی پایدار را نشان می دهد. از سوی دیگر، سامانه با پمپ B از نظر شبه استاتیکی ناپایدار است. شاید بهترین نمونه شناخته شده این ناپایداری ها در کمپرسورهای چند مرحله ای رخ می دهند که در آن منحنی مشخصه عموماً بشکل ۸-۷(b) می باشد. بنابراین نقطه A پایدار، نقطه B پایدار خنثی و نقطه C ناپایدار است. نتیجه ناپایداری در نقطه ای مانند C، نوسان در فشار و گذر جریان است و این حالت "سرج کمپرسور" شناخته می شود.



شکل ۸-۷ عملکرد ناپایدار و پایدار شبه استاتیکی سامانه های پمپاژ

اگرچه توضیحات فوق الذکر در مورد پایداری شبه استاتیکی، برای تجسم این پدیده ممکن است مفید باشد ولی تقسیم سامانه کلی به "پمپ" و "بقیه سامانه" نسبتاً ساختگی به نظر می رسد. چشم انداز تحلیلی عمومی تری را با تعریف مقاومت، R_i^* برای هریک از اجزاء متوالی سامانه (که یکی از آنها پمپ می باشد) و با زیرنویس i مشخص می شوند، میتوان تامین نمود.

$$R_i^* = \frac{d(\Delta H)}{dm} \quad \dots(۸-۳)$$

که ΔH افت ارتفاع شبه استاتیکی (ارتفاع ورودی منهای ارتفاع خروجی) در جزء مورد نظر و تابعی از گذر جرمی، m است. وفق این تعریف شیب منحنی مشخصه پمپ در شکل ۸-۷(a) برابر R_{PUMP}^* و شیب منحنی مشخصه بقیه سامانه برابر R_{SYSTEM}^* می باشد. بنابراین نتیجه می شود معیار پایداری بر طبق نامساوی ذیل است:

$$\sum_i R_i^* > 0 \quad \dots(۸-۴)$$

بعبارت دیگر، اگر مقاومت کلی سامانه مثبت باشد، سامانه از نظر شبه استاتیکی پایدار است. شاید مطلوب ترین تفسیر فرمول فوق برحسب توازن انرژی سامانه کلی باشد. شار خالص انرژی به خارج از هریک از اجزاء سامانه، برابر با $m(\Delta H)_i$ است. بنابراین انرژی خالص خروجی از سامانه برابر است با:

$$m \sum_i (\Delta H)_i = 0 \quad \dots (8-5)$$

که در نقطه کار حالت پایدار برابر صفر می باشد. فرض کنید پایداری سامانه را با وارد کردن دستگاه اختلال گری در جایی از سامانه که باعث افزایش گذر جریان به اندازه dm بشود مورد مطالعه قرار دهیم. بنابراین شار خالص جدید انرژی بطرف خارج سامانه، E^* با رابطه زیر مشخص می گردد:

$$E^* = dm \left[\sum_i (\Delta H)_i + m \frac{d \sum_i (\Delta H)_i}{dm} \right] \quad \dots (8-6)$$

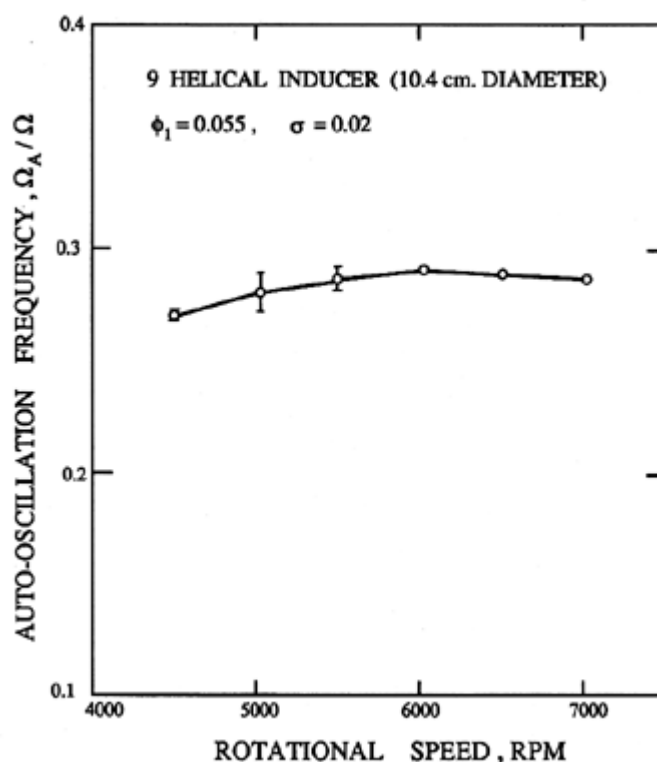
$$= m dm \sum_i R_i^* \quad \dots (8-7)$$

که از روابط ۸-۳ و ۸-۵ استفاده شده است. مقدار E^* را میتوان بعنوان شار انرژی تفسیر نمود که بایستی از طریق دستگاه فرضی بمنظور بازگرداندن تعادل به سامانه افزوده شود. روشن است که اگر شار انرژی مورد نیاز، E^* مثبت باشد سامانه اولیه پایدار است. بنابراین معیار ۸-۴ شرط صحیحی برای پایداری است.

در پیش بینی کلیه موارد فوق فرض شده که تغیرات در سامانه بقدر کفایت آهسته باشد تا پمپ و سامانه از منحنی های مشخصه حالت پایدار پیروی کنند. بنابراین این تحلیل فقط برای آندسته ناپایداری ها که فرکانس آنها بقدر کافی کم است و در دامنه شبه استاتیکی قرار می گیرند، کاربرد دارد. در فرکانس های بالاتر لازم است لختی و تراکم پذیری اجزاء مختلف جریان نیز در نظر گرفته شود. Greitzer (۱۹۷۶) (همچنین نگاه کنید به ۱۹۸۱) چنین مدلی را برای پیش بینی دو پدیده سرج و استال دورانی در کمپرسورهای محوری ایجاد نمود.

رعایت این نکته حائز اهمیت است که اگرچه ناپایداری های شبه استاتیکی یقیناً در صورتی وقوع می یابند که R_i^* کمتر از صفر باشد، سایر ناپایداری های دینامیکی هم ممکن است حتی در حالت پایداری شبه استاتیکی سامانه رخ دهند. یکی از راه های ملاحظه این موضوع رسیدن به این شناخت است که مقاومت هر جریان در صورت تجاوز از فرکانس مشخص شبه استاتیکی، تابعی پیچیده از فرکانس است. در نتیجه مقاومت های R_i^* در فرکانس های بیشتر از حد شبه استاتیکی ممکن است متفاوت باشد. از این نتیجه می شود که ممکن است نقاط کاری وجود داشته باشند که در آنها مقاومت دینامیکی در دامنه ای از فرکانس ها منفی باشد. در اینصورت سامانه حتی اگر بصورت شبه استاتیکی پایدار باشد بصورت دینامیکی ناپایدار خواهد بود. این توصیف از ناپایداری دینامیکی راهبردی است ولی ساده انگارانه نیز می باشد و برای بررسی اصولی تر این مطلب بایستی با روش شناسی های فصل ۹، با آن برخورد شود.

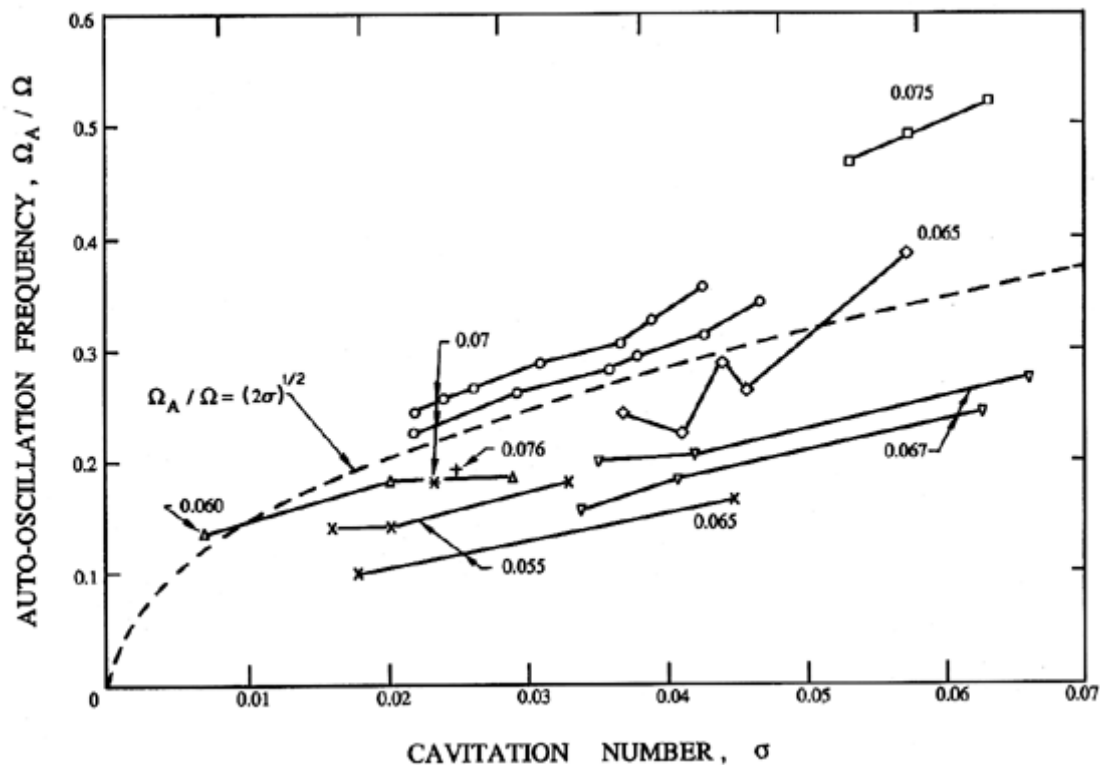
۸-۷ خود نوسانی



شکل ۸-۸ داده های مربوط به *Braisted* و *Brennen* (۱۹۸۰) از نسبت فرکانس های خود نوسانی به فرکانس محور بصورت تابعی از فرکانس محور برای يك القاکننده مارپیچی ۹ درجه که با عدد کاویتاسیونی ۰/۰۲ و ضریب جریان ۰/۰۵۵ کار می کرده است.

در بسیاری از تاسیساتی که در آنها پمپ دچار کاویتاسیون می شود ، اگر عدد کاویتاسیون به مقداری کاهش یابد که افزایش ارتفاع پمپ راتحت تاثیر قرار دهد، نوسان های شدیدی در فشار و گذر جریان در سراسر سامانه رخ می دهد (Braisted و Brennen-۱۹۸۰، Kamijo و دیگران - ۱۹۷۷، Sack و Nottage-۱۹۶۵، Natanzon و دیگران - ۱۹۷۷، Gross و Miller-۱۹۷۷، Marshall و Hobson-۱۹۷۹). این نوسان ها میتواند نیروهای شعاعی عمده ای را به بزرگی ۲۰٪ نیروی رانش محوری بر پمپ وارد نماید (Rosenmann-۱۹۶۵). این پدیده سرچ بنام خود نوسانی شناخته شده است و میتواند نوسان های بسیار بزرگی در گذر جریان و فشار در سامانه ایجاد کند . در سامانه های تغذیه دیگ ها ، نوسان های فشار رانش با دامنه هائی به بزرگی ۱۴ bar بصورت غیر رسمی گزارش شده است . این ناپایداری با توجه به مطالب مشروحه در بخش قبل واقعاً نوعی ناپایداری دینامیکی است ، زیرا در حالی رُخ می دهد که شیب منحنی افزایش ارتفاع / گذر جریان پمپ هنوز عمدتاً منفی است. مشخصه دیگر خود نوسانی این است که در زمانی که القاء کننده بنحو سنگین تری بارگذاری شده، سهل تر وقوع می یابد ، به بیان دیگر در ضرایب جریان کم تر . این همان شرایطی است که برگشت جریان در آن رخ می دهد. در واقع Badowski (۱۹۶۹) فرضیه ای را پیشنهاد نمود که وفق آن دینامیک برگشت جریان مسئول ناپایداری در القاکننده کاویتاسیونی است . شواهد بیشتر این ارتباط توسط

Soltis و Hartmann (۱۹۶۰) ارائه شده ولی در القاءکننده غیر معمولی با ۱۹ پره. یقیناً در این حالت چرخه محدودی که با خود نوسانی شدید همراه است، نوسان های تناوبی را در جریان برگشتی بروز می دهد. در نتیجه بنظر می رسد هر مدل غیرخطی که با هدف پیش بینی مقدار خودنوسانی تدوین گردد، بایستی حاوی دینامیک جریان برگشتی باشد. اگرچه اغلب پژوهش های مشروحی که انجام شده بر پمپ های محوری و القاءکننده ها تمرکز داشته است، Yamamoto (۱۹۹۱) خودنوسانی را در پمپ های سانتریفوژ در حال کاویتاسیون مشاهده نمود و مورد مطالعه قرار داد. همچنین او اهمیت نقشی را متذکر گردید که توسط جریان برگشتی در دینامیک خودنوسانی ایفاء می گردد.

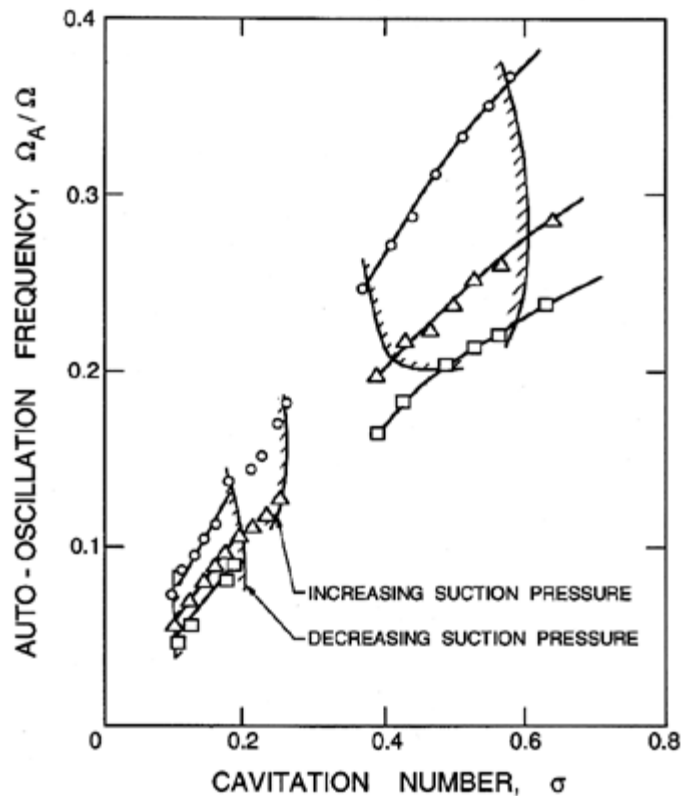


شکل ۹-۸ داده های ارائه شده توسط Braisted و Brennen (۱۹۸۰) در مورد نسبت فرکانس خودنوسانی به فرکانس دوران محور برای چندین القاءکننده بشرح زیر:
پمپ های کم فشار LOX مربوط به SSME با مدل های: به قطر ۷/۶۲ cm، با سرعت ۹۰۰ rpm (x) و سرعت ۱۲۰۰ rpm (+)، به قطر ۱۰/۲ cm با سرعت ۴۰۰ rpm (o) و سرعت ۶۰۰ rpm (□).

القاء کننده مارپیچی ۹ درجه با مشخصات: قطر ۷/۵۸ cm و سرعت ۹۰۰ rpm (*)، قطر ۱۰/۴ cm مجهز به مستقیم کننده جریان در لوله مکش (مثلاً معکوس) و بدون مستقیم کننده جریان در لوله مکش (Δ)، ضریب های جریان در هر مورد در شکل مشخص شده است.

برخلاف سر ج در کمپرسور ، فرکانس خود نوسانی ، Ω_A معمولاً با سرعت محور پمپ قابل قیاس است . شکل ۸-۸ رابطه Ω_A/Ω را در مقابل rpm محور برای القاء کننده مارپیچی ویژه ای نشان می دهد . شکل ۸-۹ (همچنین اقتباس شده از Braisted و Brennen - ۱۹۸۰) این نسبت کاهش یافته فرکانس خود نوسانی (Ω_A/Ω) را برای ضریب های جریان (φ) و اعداد کایتاسیون (σ) و هندسه پروانه های متفاوت نشان می دهد . اگرچه در حالت عمومی فرکانس Ω_A بستگی به سامانه دارد، معذالك رابطه زیر می تواند بعنوان تخمینی از فرکانس خود نوسانی مورد استفاده قرار گیرد.

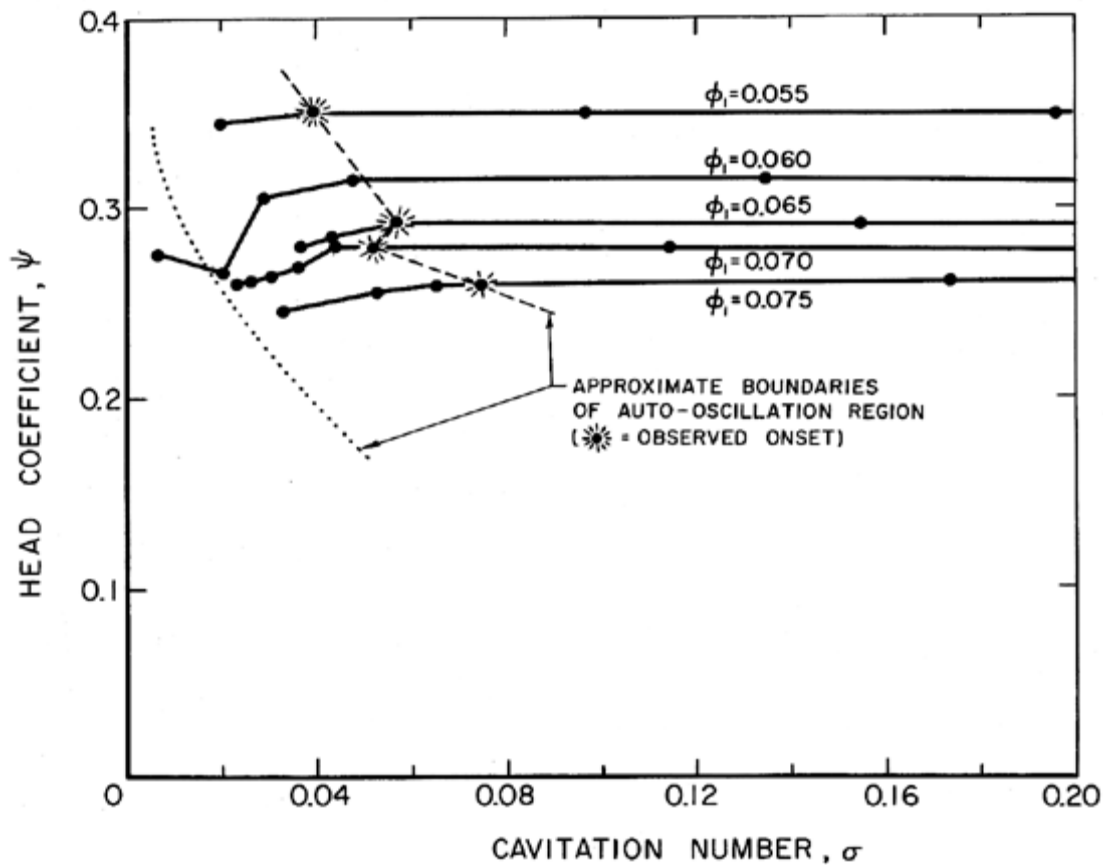
$$\Omega_A/\Omega = (2\sigma)^{\frac{1}{2}} \quad \dots(۸-۸)$$



شکل ۸-۱۰ داده های اقتباس شده از Yamamoto (۱۹۹۱) مربوط به نسبت فرکانس خود نوسانی به فرکانس دوران محور پمپ سانتریفوژ . داده ها برای سه طول متفاوت لوله مکش نشان داده شده است . ۲/۷ متر (دایره ها) ، ۴/۹ متر (مثلث های معکوس) و ۷/۱ متر (مربع ها) . مناطق ناپایداری با خطوط هاشور نشان داده شده است .

داده های چندی از Yamamoto (۱۹۹۱) مربوط به فرکانس های خود نوسانی يك پمپ سانتریفوژ در حال کایتاسیون در شکل ۸-۱۰ نشان داده شده است . این داده ها وابستگی به طول لوله مکش را به نمایش گذاشته و فهم این نکته را تقویت می نماید ، که خود نوسانی ناپایداری مربوط به سامانه است . در این شکل حدود ناپایداری مشاهده شده توسط Yamamoto نیز نشان

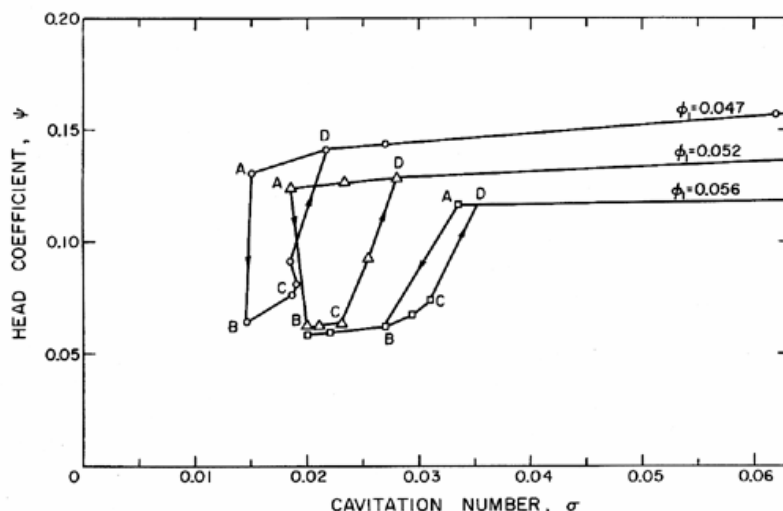
داده شده است. غیر عادی بودن این شکل بلحاظ وجود دو منطقه ناپایداری جداگانه است. بالاخره روشن است که داده های شکل های ۸-۹ و ۸-۱۰ وابستگی یکسان فرکانس خود نوسانی را به عدد کاویتاسیون (σ) را نشان می دهد اگرچه مقادیر σ بصورت قابل ملاحظه ای متفاوت است. معذالك، احتمالاً اندازه نسبی حفره ها در دو حالت مشابه می باشند و بنابر این بستگی بین فرکانس خود نوسانی و اندازه نسبی حفره ممکن است نزدیک تر از بستگی با عدد کاویتاسیون باشد. همانطوری که بیان شد، زمانی که با کاهش عدد کاویتاسیون به مناطق اتلاف ارتفاعی کاویتاسیون نزدیک میشویم، خود نوسانی وقوع می یابد. شکل ۸-۱۱ نمونه ای از حدود خود نوسانی را نشان میدهد که از کار Braisted و Brennen اقتباس شده است. معذالك، از آنجائی که شروع این پدیده حتی از فرکانس خودنوسانی بیشتر به مشخصه های تفصیلی دینامیکی سامانه وابسته است، بیان تقریبی راهبردی مربوط به شروع این پدیده عاقلانه بنظر نمی رسد. درك فعلی ما این است که روش شناسی های مندرج در فصل ۹ برای پیش بینی خود نوسانی امری اساسی می باشد.



شکل ۸-۱۱ عملکرد مدل پمپ کم فشار LOX مربوط به SSME پروانه شماره IV که شروع و خاتمه تقریبی خود نوسانی را در سرعت 600 rpm نشان می دهد (اقتباس از Braisted و Brennen - ۱۹۸۰).

در فصل ۹، مدل های اختلال های خطی شرح داده می شود که میتوانند حدود نوسان ها ولی نه دامنه آنها را پس از وقوع پیش بینی نمایند. بنظر می رسد که مدل تحلیلی پذیرفته شده ای موجود نیست که بتواند این پدیده های با اهمیت را پیش بینی کند. بعلاوه، انرژی آزاد شده در نوسان های با دامنه بزرگ در پمپ میتواند منجر به تغییرات عمده ای در عملکرد متوسط (متوسط زمانی) پمپ گردد. شکل ۸-۱۲ نمونه ای از اثر خود نوسانی بر افزایش ارتفاع در القاء کننده های در حال کاویتاسیون (اقتباس از Braisted و Brennen - ۱۹۸۰) و منحنی های عملکرد کاویتاسیونی را برای سه ضریب جریان نشان می دهد. توالی رُخ دادهائی که منجر به این نتایج گردیده، بشرح زیر می باشند:

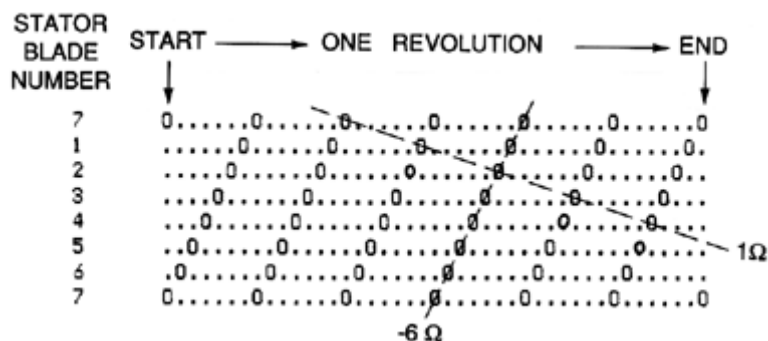
در هر گذر جریان، عدد کاویتاسیون کاهش داده شد تا خود نوسانی در نقطه ای که با حرف A مشخص شده آغاز گردد، در این نقطه ارتفاع بطور ناگهانی به نقطه B سقوط نموده (تغییر غیر قابل اجتنابی بصورت همزمان در فشار ورودی پمپ و متعاقب آن در σ وقوع یافته است). با افزایش عدد کاویتاسیون خود نوسانی فوراً متوقف نمی شود. در عوض نوسان ها تا افزایش عدد کاویتاسیون به مقدار C ادامه می یابد، در این نقطه خود نوسانی ناپدید می شود و این بازیابی تا نقطه D ادامه می یابد. این مجموعه آزمایش ها نشان میدهند: (الف) در شرایط خود نوسانی (نقطه های B و C) افزایش ارتفاع در این القاءکننده خاص در حدود نصف افزایش ارتفاع در حالت بدون خود نوسانی بوده (نقطه های A و D) و (ب) پس ماند عمده ای در حالت خود نوسانی موجود است که وفق آن عدد کاویتاسیون شروع خود نوسانی و خاتمه آن بنحو عمده ای با یکدیگر متفاوت می باشند. هیچ يك از این آثار غیر خطی در روش دامنه فرکانس که در فصل ۹ ذکر می شود قابل پیش بینی نیست. در سایر القاءکننده ها، افت ارتفاع با شروع خود نوسانی به بزرگی آنچه در شکل ۸-۱۲ نشان داده شده نیست ولی در هر صورت وجود دارد که توسط Rosenmann (۱۹۶۵) نیز گزارش شده است. این آثار در منحنی های مشخصه کاویتاسیون با نزدیک شدن به نقطه شکست بصورت دندانه وار تظاهر می کنند.



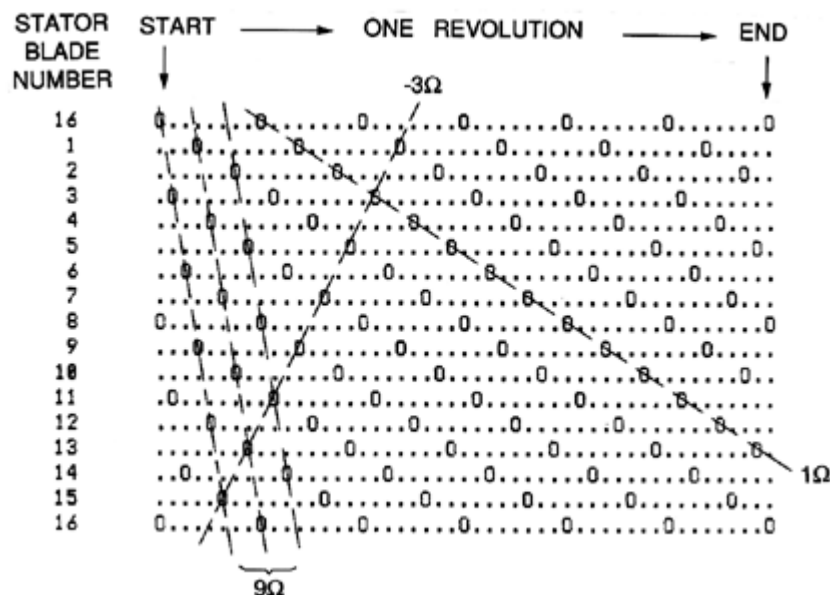
شکل ۸-۱۲ داده های يك القاءکننده مارپیچی، کاهش ارتفاع را با شروع خود نوسانی ($A \rightarrow B$) و پس ماند خود نوسانی را با افزایش متعاقب σ نشان می دهد (اقتباس از Braisted و Brennen - ۱۹۸۰).

۸-۸ تعامل روتور و استاتور : الگوهای جریان

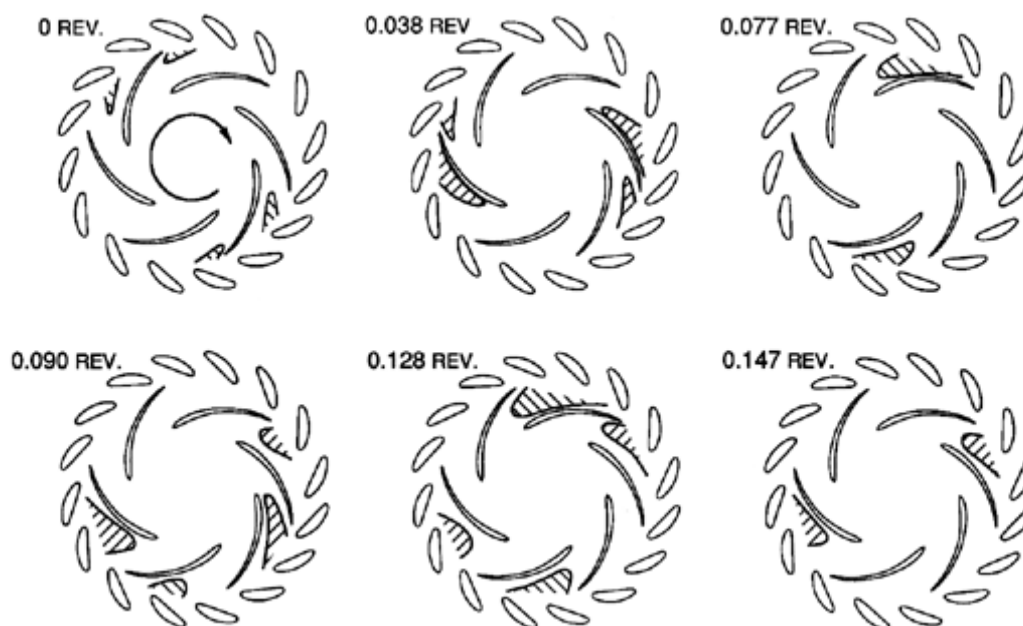
در بخش ۲ ، دو فرکانس پایه ای تعامل روتور و استاتور شرح داده شد . این دو فرکانس عبارتند از فرکانس تحريك جریان استاتور برابر $Z_R \Omega$ و فرکانس تحريك جریان روتور که برابر $Z_S \Omega$ است . بغير از فراهارمونيك های $m Z_S \Omega$ و $m Z_R \Omega$ که ناشی از غير خطی بودن این پديده می باشند ، فرو هارمونيك ها نیز ميتوانند وقوع يابند. از آنجائی که ميرائی جريان و ساختار در این فرکانس ها کوچکتر است ، اگر این فرکانس ها رُخ دهند ميتوانند سبب بروز مسائل عمده ای شوند. برای اجتناب از وقوع این فروهارمونيك ها ، توربو ماشین ها معمولاً به نحوی طراحی می شوند که تعداد پره ها ، Z_S و Z_R دارای مضرب های مشترك صحيح کوچکی باشند .



شکل ۸-۱۳ نمودار تقابل برای بررسی تعامل روتور و استاتور يك توربو ماشین با $Z_R = ۶$ و $Z_S = ۷$ هر ردیف مربوط به پره مشخص استاتور است و زمان در جهت افقی تغییر کرده و با حرکت از چپ به راست يك دور کامل روتور را می پوشاند . تقابل يك پره روتور با يك پره استاتور با علامت ۰ مشخص شده است .



شکل ۸-۱۴ نمودار تقابل برای بررسی تعامل روتور و استاتور در توربو ماشینی با $Z_R = ۶$ و $Z_S = ۷$.



شکل ۱۵-۸ انتشار يك منطقه كم فشار (هاشور خورده) با سرعت ۹ برابر سرعت دورانی پروانه در عبور جریان از يك پمپ توربینی با ارتفاع زیاد. شکل ها ۶ لحظه متوالی را در يك ششم دور پروانه نشان می دهند.

هارمونيك های مختلف تحريك عبور پره را میتوان با ساختن نمودار "تقابل" (یا تداخل) تجسم نمود که فقط تابعی از اعداد صحیح Z_R و Z_S می باشد. در این نمودار های تقابل که مثال هائی از آن در شکل های ۸-۱۳ و ۸-۱۴ آورده شده است، خطوط افقی مشخص کننده وضعیت هر پره معین استاتور است. شکل هندسی دایره ای برای نشان دادن عبور يك پره روتور از بالا به پائین در عبور و گذر آن از کنار پره های استاتور، مسطح شده است. هر خط عمودی مشخص کننده لحظه ای از زمان و دوره انتخابی يك دوران کامل روتور است که از انتهای سمت چپ شروع و به لحظه ای در انتهای سمت راست بازمی گردد. در این چها چوب، زمان و موقعیت تقابل پره های روتور و استاتور با "۰" نشان داده شده است. نمودار های تقابل امکان مطالعه فرکانس های مختلف و الگوهای ایجاد شده توسط تعامل روتور و استاتور را فراهم می سازند و این به بهترین وجه در مثال های شکل ۸-۱۳ برای حالت $Z_R = 6$ و $Z_S = 7$ و در شکل ۸-۱۴ برای حالت $Z_R = 6$ و $Z_S = 16$ نشان داده شده است. ابتدا میتوان همواره پیشرفت قطری هر پره انفرادی روتور را با خطوطی مانند آنهایی که با Ω ۱ در این مثال ها نشان داده شده است، پیگیری نمود. ولی سایر خطوط قطری نیز مشهود است. بعنوان نمونه شکل ۸-۱۳ اختلالی که شامل يك سلول تکی است و در جهت عکس دوران روتور با سرعت Ω ۶ انتشار می یابد را بنحو روشنی نشان می دهد. بصورت ضمنی بایستی متذکر شد که در هر ماشینی که $Z_S = Z_R + 1$ ، همواره اختلالی در جهت خلاف دوران روتور با سرعت $-Z_R \Omega$ موجود است. در شکل ۸-۱۴ همچنین

خطوط کاملاً نمایانی موجود است که نشان از الگوی تقابلی با سرعت دورانی Ω ۹ دارد که شامل دو سلول است که در طرفین يك قطر روبروی هم قرار دارند. دیگر الگوهای اختلالی منتشر شونده نیز در شکل ۸-۱۴ مشهود می باشند. بعنوان نمونه اختلال منتشر شونده در جهت خلاف حرکت روتور با سرعت چرخش Ω ۳ در خلاف جهت دوران روتور که شامل چهار سلول اختلالی با فواصل متساوی از یکدیگر می باشد و با خطوط Ω ۳ - مشخص شده اند. البته امکان دارد نقاط تقابل را به روش های مختلفی به یکدیگر وصل نمود ولی روشن است که فقط اختلال هائی که دارای تعداد زیادی تقابل در هر چرخه باشند ("چگالی" زیاد) ایجاد اختلال های جریانی بزرگ و عمده ای می نمایند. در هر حال بین دو یا سه امکان قوی، تعیین اینکه کدام يك در جریان واقعی خود را نشان می دهند لزوماً کار ساده ای نمی باشد و نیاز به تحلیل دقیق تری از جریان دارد.

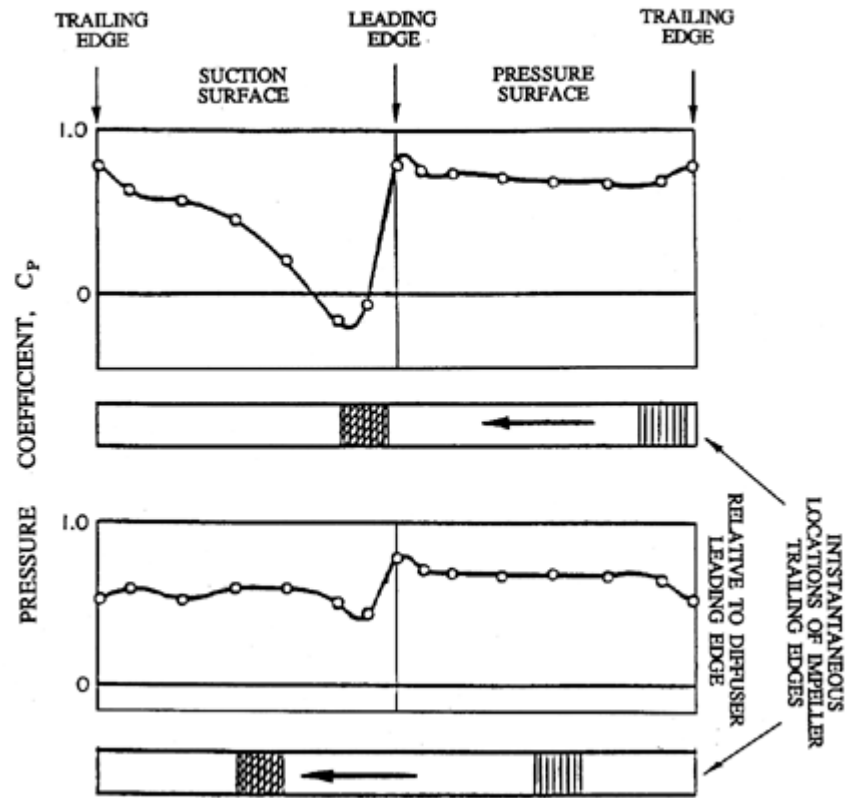
اختلال های جریان ناشی از تحريك در اثر عبور پره ها توسط Myiagawa و سایرین (۱۹۹۲) در مشاهدات ایشان در مورد جریان های از درون پمپ توربینی با ارتفاع زیاد به نحو جالبی نشان داده شده است. یکی از حالت های مطالعه شده مورد شکل ۸-۱۴ یعنی حالت $Z_R = 6$ و $Z_S = 16$ می باشد. شکل ۸-۱۵ از نوار ویدیویی این مشاهدات در مورد جریان های ناپایدار استخراج شده که نشان از دو سلولی می دهد که بصورت قطری روبروی هم قرار دارند و با سرعت ۹ برابر سرعت دوران پروانه چرخش می کنند. این حالت با یکی از الگوهای با "چگالی" زیاد که در نمودار تقابلی شکل ۸-۱۴ پیش بینی شده، همخوانی دارد.

۸-۹ تعامل روتور - استاتور : نیروها

زمانی که پره يك روتور (یا استاتور) از پس اثر پره يك استاتور (یا روتور) واقع در پاد جریان عبور کند، نیروهای جریان که بر آن اثر می کنند دچار نوسان می گردند. در این بخش ویژگی و مقدار این نیروهای ناشی از تعامل روتور-استاتور مورد مطالعه قرار می گیرد. تجربه نشان داده است که این نیروهای ناپایدار تابع نیرومندی از فاصله بین مکان هندسی لبه خروجی پره واقع در پاد جریان و مکان هندسی لبه هادی پره واقع در جریان سو می باشند. این فاصله، فاصله بین پره ای نامیده شده و با c_b مشخص می گردد.

اکثر کمپرسورها و توربین های محوری با فاصله های بین پره ای نسبتاً بزرگی که بیشتر از ۱۰٪ طول وتر پره است کار می کنند. در نتیجه، جریان ها و نیروهای ناپایداری که در این شرایط اندازه گیری می شوند عمدتاً کوچکتر از مقادیری می باشند که در ماشین های شعاعی (مانند پمپ های سانتریفوژ) اندازه گیری می شود که در آنها فاصله بین پره ای بین پره های پروانه و پره های دیفوزر ممکن است فقط چند درصد شعاع پروانه باشد (Gallus، ۱۹۷۹-Gallus و دیگران - ۱۹۸۰، Dring و دیگران - ۱۹۸۲، Iino و Kasai - ۱۹۸۵). در واقع شکست ساختمانی لبه هادی پره های دیفوزر در صنعت، رُخدادی غیر عادی نمی باشد و بهمین منظور با افزایش فاصله بین پره ای، اگرچه به هزینه کاهش عملکرد هیدرولیکی پمپ، این مسئله حل می شود.

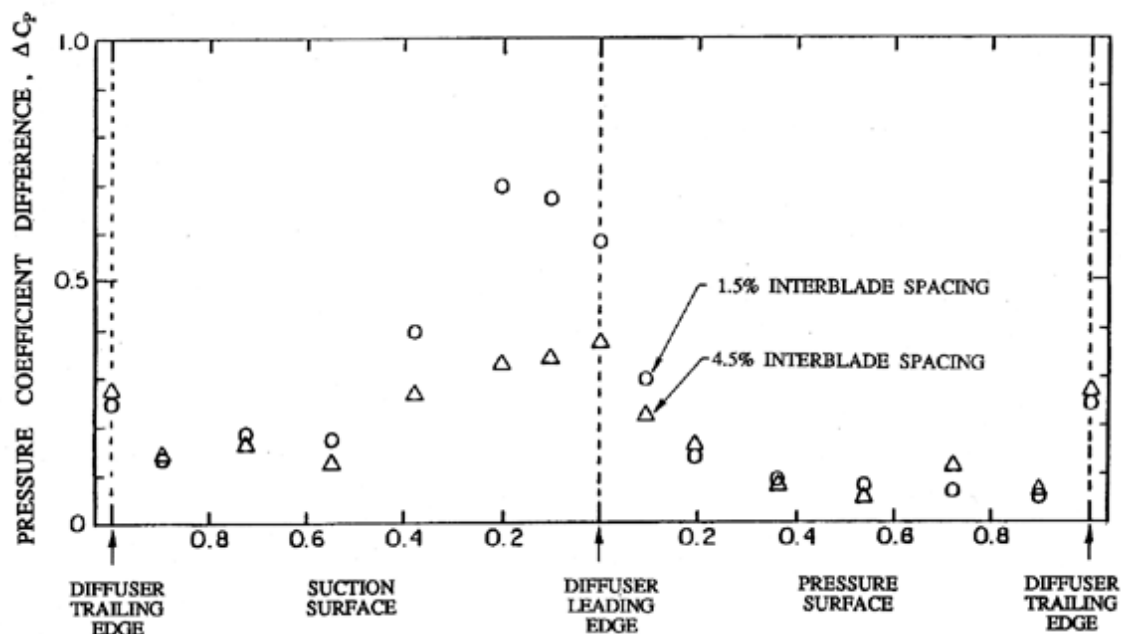
DEVELOPED DIFFUSER BLADE SURFACE :



شکل ۸-۱۶ توزیع فشار روی پره های دیفوزر در دو لحظه مختلف هنگام عبور یکی از پره های پروانه داده ها برای فاصله بین پره ای ۱/۵٪ و $\phi = ۰/۱۲$ است. (اقتباس از Arndt و دیگران).

پیش تر، چندین پژوهش در مورد تعامل روتور و استاتور با استفاده از فویل منفرد در تونل باد انجام شده است (بعنوان نمونه Lefcort-۱۹۶۵). در هر حال بنظر می رسد Gallus و دیگران (۱۹۸۰) اولین پژوهشگرانی بودند که جریان ها و نیروهای ناپایدار ناشی از تعامل روتور و استاتور را در کمپرسورهای با جریان محوری اندازه گیری کرده اند. آنها سعی نموده اند آزمایش های خود را با تحلیل های تئوری انجام شده توسط Kemp و Sears (۱۹۵۵)، Meyer (۱۹۵۸)، Horlock (۱۹۶۸) و دیگران مقایسه نمایند. آزمایش ها با نسبت بزرگ فاصله بین پره ای به طول وتر محوری در حدود ۵۰٪ انجام شده و شامل مشخصات پس اثر پره ها می باشد. برخورد این پس اثرها با ردیف پره های بعدی باعث نوسان در فشار می گردد که مقادیر آن روی بخش پیشین سطح مکشی پره ها زیاد و روی بخش نزدیک به لبه خروجی پره، اندک است.

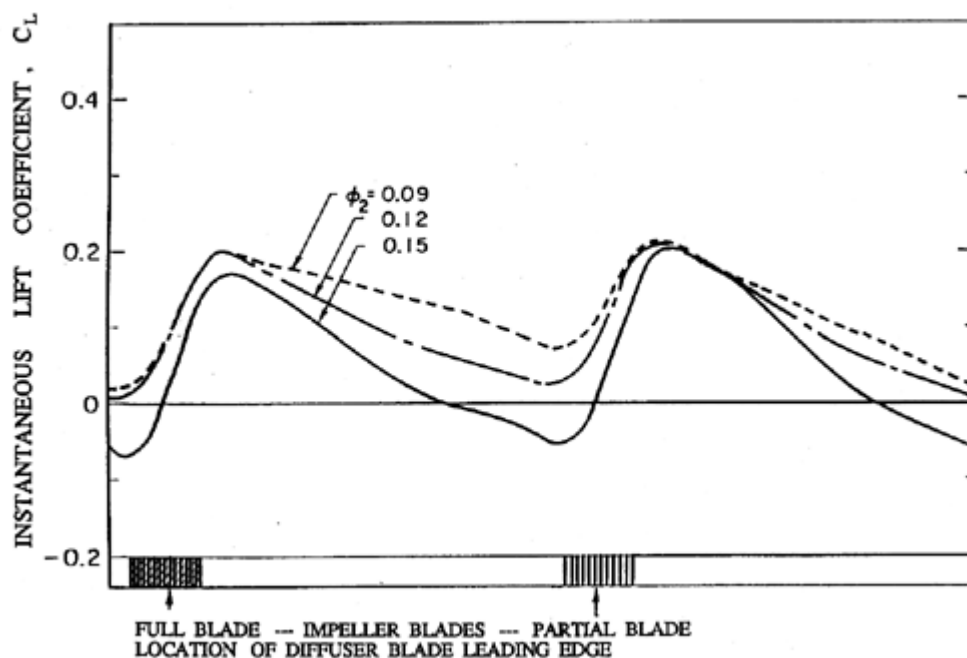
این نوسان ها ی فشاری منجر به نوسانی در حدود ± 0.06 در ضریب برار می گردد . Gallus و دیگران (۱۹۸۰) ، نشان دادند که این نیروها بطور تقریبی به نسبت عکس فاصله بین پره ای بخش بر طول وتر محوری ، تغیر می کنند . تحقیقات نشان می دهد اگر این نسبت به ۵٪ کاهش یابد، مولفه های پایدار و ناپایدار نیروی برار تقریباً مساوی می شوند. این تقریب توسط آزمایش های انجام شده توسط Arndt و دیگران تأیید گردیده که در زیر شرح داده می شود. قبل از خاتمه بحث تعامل روتور و استاتور متذکر می شویم که Dring و دیگران (۱۹۸۲) جریان ها و نیروهای ناپایدار را برای نسبت فاصله بین پره ای به وتر محوری برابر 0.35 مطالعه نمودند و نتایج یکسانی با Gallus و دیگران بدست آوردند .



شکل ۱۷-۸ مقدار تغیرات نوسانی ایجاد شده در ضریب فشار روی پره دیفوزر هنگام عبور یک پره پروانه بصورت تابعی از محل نقاط واقع بر روی پره دیفوزر برای دوفاصله بین پره ای متفاوت . (اقتباس از Arndt و دیگران-۱۹۸۹) .

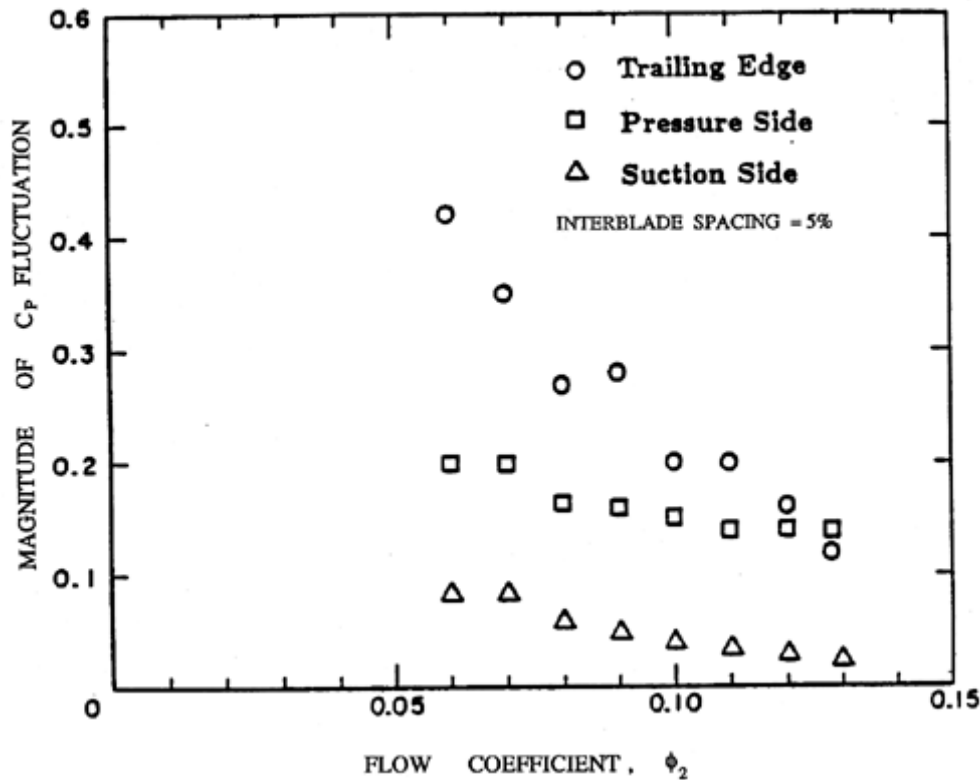
اخیراً، Arndt و دیگران (۱۹۸۹ و ۱۹۹۰) (همچنین نگاه کنید به Brennen و دیگران ۱۹۸۸) فشارها و نیروهای ناپایداری که در ماشین های با جریان شعاعی هنگام عبور یک پره پروانه از کنار یک پره دیفوزر وقوع می یابند را اندازه گیری کرده اند . شکل ۸-۱۶ ، توزیع فشار آنی (مقدار متوسط جمعی در تعداد زیادی دوران) را برای دو موقعیت مشخص پره های پروانه و دیفوزر نشان می دهد. نمودار بالائی ، لحظه ای است که لبه خروجی پره پروانه از کنار لبه هادی پره دیفوزر عبور نموده و در توزیع فشار روی سطح مکشی پره دیفوزر، اختلال زیادی ایجاد نموده است. در واقع در این مثال ، فشار در یک منطقه کوچک به مقداری کمتر از فشار ورودی پروانه ($C_p < 0$) سقوط کرده است. نمودار پائینی، توزیع فشار در اندک زمانی بعد، یعنی زمانی را نشان می دهد که پره پروانه تقریباً در نیمه راه رسیدن به پره بعدی دیفوزر است. در این حالت

اختلال در توزیع فشار روی پره دیفوزر تا اندازه زیادی کاهش یافته است. بررسی دقیق تر داده ها نشان می دهد اختلال، بشکل موج فشار منفی است که در امتداد سطح مکشی پره دیفوزر حرکت می کند و در هنگام انتشار بتدریج از شدتش کاسته و ضعیف می گردد. این بررسی و مشاهدات دیگر نشان می دهد که منشاء این پدیده، تاوایی است که از لبه هادی دیفوزر در اثر عبور لبه خروجی پره پروانه افشانده می شود. این گرداب سپس در امتداد سطح مکشی پره دیفوزر جابجا می گردد.



شکل ۱۸-۸ تغییرات در ضریب برای آنی یک پره دیفوزر. موقعیت لبه هادی پره دیفوزر نسبت به لبه خروجی پره پروانه نیز نشان داده شده است. داده ها برای فاصله بین پره ای ۴/۵٪ است (اقتباس از Arndt و دیگران-۱۹۸۹).

اختلاف بین ضریب فشار بیشینه و کمینه، ΔC_p که در هر موقعیت روی سطح پره دیفوزر اثر می کند بصورت تابعی از موقعیت مکانی در شکل ۸-۱۷ ترسیم شده است. داده ها برای دو فاصله بین پره ای، $c_b = 0.15 R_{T2}$ و $c_b = 0.45 R_{T2}$ نشان داده شده است. این شکل مجدداً این واقعیت را تصریح می کند که بزرگترین اختلال روی سطح مکشی پره درست در جریان سوی لبه هادی بوجود می آید. همچنین نشان میدهد اختلال فشار ایجاد شده در حالت فاصله بین پره ای ۱/۵٪ تقریباً دو برابر ۴/۵٪ است. شکل ۸-۱۷ بازاء ضریب جریان $\phi_2 = 0.12$ حاصل شده است، معذالک همین پدیده در دامنه تغییرات ضریب جریان $0.15 > \phi_2 > 0.05$ رخ داده و مقدار اختلال فشار در حدود ۵۰٪ از $\phi_2 = 0.05$ تا $\phi_2 = 0.15$ افزایش یافته است.



شکل ۱۹-۸ مقادیر نوسان ضریب فشار در سه موقعیت نزدیک لبه خروجی يك پره پروانه در هنگام عبور از کنار پره دیفوزر (اقتباس از Arndt و دیگران-۱۹۹۰).

با دانستن مقدار و فاز فشارهای آبی روی سطح پره دیفوزر میتوان آنرا انتگرال گیری نموده و نیروی برار آبی L وارده بر پره دیفوزر را تعیین نمود. در اینجا ضریب برابری صورت $C_L = L / \frac{1}{2} \rho \Omega^2 R_{T2}^2 c b$ تعریف می شود، که در آن L نیروی عمودی وارده بر وتر متوسط، c وتر و b ارتفاع پره دیفوزر است. تغییرات زمانی C_L برای سه ضریب جریان متفاوت و فاصله بین پره ای $4/5\%$ ، در شکل ۱۸-۸ ترسیم شده است. از آنجائی که پره های پروانه متشکل از پره های اصلی است که توسط پره های جزئی جدا شده اند، دو سیکل متوسط جمعی برای C_L نشان داده شده است، اگرچه تفاوت بین عبور پره اصلی و پره جزئی کوچک است. بایستی توجه نمود که حتی برای فاصله بین پره ای بزرگتر $4/5\%$ ، برار آبی می تواند سه برابر متوسط برار شود. در نتیجه معیار طراحی ساختمانی بر مبنای متوسط برار میتواند جداً نارسا باشد. در این حالت برآستی ملاحظات ساختمانی بایستی بر اساس نیروی برار ناپایدار و نه نیروی برار پایدار، در نظر گرفته شود.

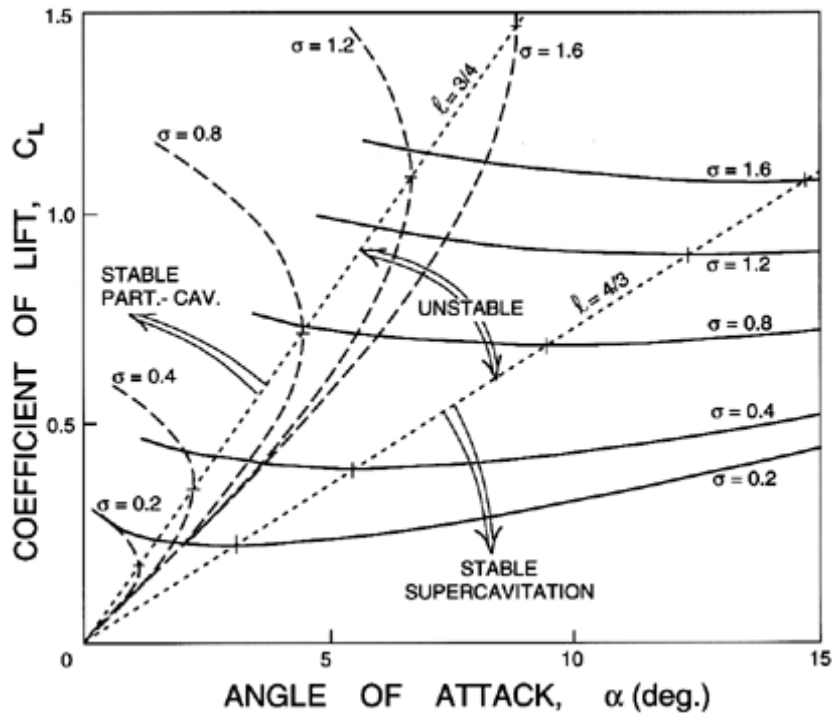
Arndt و دیگران (۱۹۹۰) فشار های ناپایدار وارد بر پره های پروانه در پاد جریان را نیز برای انواع مختلف دیفوزر مورد مطالعه قرار دادند. نوسان های بزرگ فشار در نتیجه تعامل روتور و استاتور در این جا نیز مشاهده شده است. شکل ۱۹-۸ نتایج نمونه را به صورت مقادیر نوسان فشارها بعنوان تابعی از ضریب های جریان برای سه موقعیت مکانی روی پره پروانه نشان داده است این موقعیت ها عبارتند از: (۱) روی بخش صاف لبه خروجی (۲) روی سطح مکشی

پره در $r/R_{T2} = 0.937$ و (۳) روی سطح فشاری در $r/R_{T2} = 0.987$. این داده ها برای فاصله بین پره ای ۵٪ است و کلیه داده های نقطه ای بصورت متوسط جمعی تهیه شده اند. مقادیر نوسان ها دارای درجه بزرگی یکسانی با نوسان های فشار روی پره های دیفوزر می باشند این نشان می دهد که در تعامل روتور-استاتور بارهای ناپایدار روی پره های بالاجریان نیز می تواند عمده باشد. معذالك بایستی توجه نمود که در این حالت برخلاف پره های دیفوزر با افزایش ضریب جریان مقدار نوسان های فشار، کاهش می یابد. بالاخره، توجه شود که مقدار نوسان های فشاری به بزرگی افزایش کل ارتفاع در پمپ است. این امکان ایجاد کاویتاسیون گذرای ناشی از تعامل روتور استاتور را افزایش می دهد.

با ملاحظه اهمیت آثار تعامل روتور-استاتور، چنین حجم محدودی از داده ها ی موجود در ارتباط با نیروهای ناپایدار، شگفت آور است.

۱۰-۸ نوسان ناشی از کاویتاسیون پیشرفته

در بسیاری از موارد حفره های پیشرفته میتوانند نوسان های خود نگهدار را در غیاب هرگونه تحریک خارجی، بروز دهند. یکی از این ناپایداری ها مرتبط با حفره ای جزئی است که طول آن تقریباً مساوی وتر پره است. بصورت تجربی مشاهده شده است که با کاهش عدد کاویتاسیون به سطحی که در آن طول حفره جزئی واقع بر روی هیدروفویل منفردی، به 0.7 طول وتر فویل میل کند، حفره بصورت شدیدی شروع به نوسان می کند (Wade و Acosta-۱۹۶۶). این حفره تا رسیدن به طول $1/5$ c به رشد خود ادامه می دهد در این مرحله بخشی از حفره بطول 0.5 از حفره اصلی جدا شده و ابر جدا شده هنگام جابجائی به جریان سو دچار فروپاشی می شود. این ابر متشکل از حباب های در حال فروپاشی با خود گرداب افشانده شده را حمل می کند به نحوی که نیروی برار روی فویل همزمان دچار نوسان می شود. این پدیده "نوسان ناشی از کاویتاسیون جزئی" نامیده می شود. با کاهش بیشتر عدد کاویتاسیون این روند ادامه خواهد یافت تا نقطه ای که در آن حفره در فاصله ای بحرانی در جریان سوی لبه خروجی که در حدود 0.3 c است، دچار فروپاشی می گردد. در اعداد کاویتاسیون کمتر از این مقدار، جریان مجدداً کاملاً پایدار می شود. فرکانس نوسان کاویتاسیون جزئی در یک فویل واحد معمولاً در حدود 0.1 U/c می باشد که در آن، U سرعت جریان ورودی به فویل و c طول وتر فویل است. در ردیفه ها و پمپ ها، کاویتاسیون پیشرفته فقط در ماشین هائی رخ می دهد که استحکام کمی دارند، ولی تحت چنین شرایطی نوسان ناشی از کاویتاسیون جزئی میتواند رخ دهد و کاملاً شدید باشد. Wade و Acosta (۱۹۶۶) اولین پژوهشگرانی بودند که نوسان کاویتاسیون جزئی در یک ردیفه را مشاهده نمودند. هنگام یکسری آزمایش دیگر روی ردیفه های در حال کاویتاسیون Young، Murphy و Reddcliff (۱۹۷۲) فقط "ناپایداری های نامنظم و اتفاقی حفره ها" را مشاهده نمودند.



شکل ۲۰-۸ "ضریب برار" (C_L) مربوط به صفحه صاف بصورت تابعی از زاویه حمله (α)، برای چندین عدد کاویتاسیون (σ)، خط چین ها از تحلیل کاویتاسیون جزئی توسط *Acosta* (۱۹۵۵) و خطوط پر از تحلیل کاویتاسیون پیشرفته توسط *Tulin* (۱۹۵۳) حاصل شده اند. خطوط نقطه ای، مرزهای منطقه ای می باشند که طول حفره بین $3/4$ تا $4/3$ طول وتر است و منطقه ای ناپایدار می باشد در این منطقه $dC_L/d\alpha < 0$ است.

يك توضیح پذیرفتنی برای ناپایداری در کاویتاسیون جزئی را میتوان از تحلیل های خطوط جریان آزاد برای فویلی در حال کاویتاسیون حاصل نمود که در بخش ۸-۷ تشریح شد. نتایج معادله های ۷-۹ تا ۷-۱۲ را می توان برای ترسیم "ضریب برار" بعنوان تابعی از زاویه حمله برای اعداد کاویتاسیون متفاوت بکار برد، همانطور که در شکل ۲۰-۸ نشان داده شده است. بعلاوه مکان هندسی نقاطی که در آن ها تحلیل کاویتاسیون پیشرفته $dC_L/d\alpha = 0$ را حاصل نماید با خط نقطه چین مشخص شده است، این شرایط به ازای $l = 4c/3$ رخ می دهد. همچنین مکان هندسی نقاطی که در آن تحلیل کاویتاسیون جزئی $dC_L/d\alpha = \infty$ را حاصل کند با خط نقطه چین مشخص کرده ایم، همچنین میتوان نشان داد این شرایط در $l = 3c/4$ وقوع می یابد. توجه شود که این خطوط نقطه چین مناطقی را که در آنها $dC_L/d\alpha > 0$ است از مناطقی که در آنها $dC_L/d\alpha < 0$ است جدا می کند. از نظر ذهنی میتوان نتیجه گرفت که جریان ناپایدار در شرایطی وقوع می یابد که $dC_L/d\alpha < 0$ است. بنابر این نتیجه می شود که منطقه بین خطوط نقطه چین در شکل ۲۰-۸ رژیم کاری ناپایدار را مشخص می نماید. مرزهای این رژیم با $3/4 < l/c < 4/3$ نشان داده شده است و در واقع بنظر می رسد کاملاً با رژیمی که در عمل مشاهده شده و در آن نوسان کاویتاسیون ناپایدار رخ می دهد، همخوانی دارد (Acosta و Wade - ۱۹۶۶).

شرایط دومی که در آن حفره کاملاً پیشرفته ای ممکن است نوسان های طبیعی بروز دهد ، زمانی وقوع می یابد که حفره با ورود هوا به پس اثر يك فویل بمنظور ایجاد يك " حفره تهویه شده " تشکیل شود. زمانی که گذر جریان هوا از مقدار بحرانی معینی تجاوز کند ، حفره ممکن است شروع به نوسان نماید ، که در هر سیکل نوسان ، حباب های بزرگ هوا از پشت حفره اصلی افشانده می شود . این مسئله توسط Silberman و Song (۱۹۶۱) و توسط Song (۱۹۶۲) مطالعه شده است. فرکانس نمونه این نوسان ها تقریباً برابر U/l ۶ است که l طول حفره می باشد. روشن است که این پدیده دومی کمتر به پمپ ها مرتبط است.

۸-۱۱ رزونانس های صوتی

در صورتیکه سیال مایع باشد ، در غیاب کاویتاسیون یا لرزش های ناشی از جریان ، صدائی که توسط جریان ، در توربو ماشین ایجاد می شود، تقریباً هیچوقت مشکل را نمی باشد. یکی از دلایل این موضوع بزرگ بودن طول موج صوتی در مایعات است که منجر به رزونانس های داخلی صوتی می شود که دارای فرکانس بسیار زیادی هستند و بنابراین چنان با شدت میرا می شوند که بی اهمیت می باشند. این مغایر با نقش با اهمیتی است که رزونانس های داخلی در ایجاد صدا در توربین های گازی و کمپرسورها دارد (Tyler و Sofrin - ۱۹۶۲ و Cumpsty - ۱۹۷۷). در توربو ماشین های مایعی که بدون کاویتاسیون کار می کنند ، بالا تر بودن سرعت صوتی و کمتر بودن میرائی صوتی در خط لوله، به این معنی است که رزونانس های خط لوله، نقش مشابهی را با رزونانس های داخلی در تولید صدا در توربو ماشین های گازی ایفاء می کنند.

در توربو ماشین های مایع ، رزونانس های عوامل خارج از ماشین (خط لوله) و یا رزونانس هائی که توسط کاویتاسیون ایجاد می گردد مسائل ارتعاشی جدی پدید می آورند. همانگونه که در مقدمه ذکر شد ، در صورت ایجاد فرکانس تحریک در پمپ یا توربین هیدرولیکی، رزونانس های خط لوله با مدهای صوتی خط لوله مکشی یا رانشی میتواند با یکی از فرکانس های مد صوتی لوله های مذکور منطبق باشد. Jaeger (۱۹۶۳) و Strub (۱۹۶۳) تعدادی از موارد ایجاد رزونانس در سامانه های نیروگاه آبی را مستند کرده اند. بسیاری از آن ها ناشی از ایجاد تحریک از توربین نبوده اند و لی بعضی حاصل تحریک در فرکانس عبور پره ها بوده اند (Strub - ۱۹۶۳). یکی از ویژگی های برجسته این پدیده ها شمول هارمونیک های بسیار بالای خط لوله در آنها است (هارمونیک بیستم نیز مشاهده شده است) بنابراین صدمه ای که ببار می آید در تمام گره هائی است که پی در پی در فواصل مساوی در طول لوله قرار گرفته اند. مواردی که توسط Jaeger توصیف شده است شامل نوسان های فشاری بزرگی می باشد که بعضی از آنها منجر به شکست های عمده ای در تاسیسات شده اند. Sparks و Wachel (۱۹۷۶) بهمین سیاق حالت هائی از رزونانس خط لوله را در سامانه های دارای پمپ گزارش نموده اند. آنها بنحو درستی بعضی از این ناپایداری های سامانه را از نوعی که در بخش ۶-۸ و فصل ۹ مورد بحث قرار گرفته است مشخص نموده اند.

مسائل لرزشی و رزونانس هائی که در اثر کاویتاسیون پدید می آیند در بخش های دیگر این فصل مورد بررسی قرار می گیرند. ولی در زمینه رزونانس ها، مناسب است که از سازوکار کاویتاسیونی دیگری سخن گفته شود حتی اگرچه بصورت آزمایشگاهی محقق نشده است. میتوان

تصور نمود که فرکانس طبیعی حباب ها ، ω_p که توسط معادله ۱۴-۶ بیان شده (بخش ۵-۶) از مرتبه kHz بوده و بزرگتر از آن است که مسائل لرزشی ایجاد نماید. معذالك ممكن است ابر معینی از حباب ها، فرکانس های طبیعی کوچکتری داشته و بتواند مثلاً با فرکانس عبور پره ها رزونانس نموده و مسئله ساز گردد. d'Agostino و Brennen (۱۹۸۳) نشان دادند که پائین ترین فرکانس طبیعی ω_c ابر کروی شکلی از حباب ها به شعاع A که شامل حباب هائی به شعاع R و کسر تخلخلی α باشد با رابطه ذیل بیان می شود :

$$\omega_c = \omega_p \left[1 + \frac{4}{3\pi^2} \frac{A^2}{R^2} \frac{\alpha}{1-\alpha} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots (۸-۹)$$

از این بحث ها نتیجه می شود در صورتی که $\alpha A^2 / R^2 \gg 1$ باشد، فرکانس ابر حباب ها میتواند بشکل عمده ای کوچکتر از فرکانس حباب گردد. لازمه تحقق این موضوع بزرگ بودن کسر تخلخل است به نحوی که $R^2 / A^2 \gg \alpha$ باشد. در هر حال این شرایط بصورت نسبتاً ساده ای در ابرهای بزرگ حاوی حباب های كوچك محقق می گردد. اگرچه اهمیت کاویتاسیون ابرهای حباب دار در پمپ ها به روشنی نشان داده شده است (نگاه کنید به بخش ۳-۶) ولی هنوز نقشی که توسط مشخصه دینامیکی این ابرها ایفا می گردد کاملاً روشن نیست.

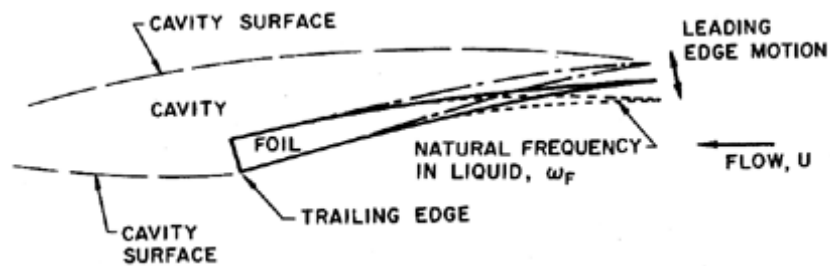
۸-۱۲ لرزش پره ها

تا اینجا کلیه ناپایداری های بحث شده اساساً هیدرودینامیکی بوده و در ساختاری که کاملاً صلب باشد رُخ می دهند. معذالك لازم است این موضوع در نظر گرفته شود که انعطاف پذیری ساختاری میتواند باعث تعدیل هر يك از پدیده های موصوف شود. بعلاوه اگر فرکانس ناپایداری هیدرودینامیکی اتفاقاً با فرکانس حالتی از لرزش عمده ساختار تقارن یابد، نتیجه بروز مسئله لرزشی خطرناك تری خواهد بود. اگرچه رفتار هیدروالاستیکی يك پره منفرد بصورت مبسوطی شناخته شده است (نگاه کنید به بازبینی توسط Abramson -۱۹۶۹) عملاً طبقه بندی تمام تعامل های میان سیال -ساختمان در يك توربوماشین بلحاظ متعدد بودن ناپایداری های هیدرودینامیکی و پیچیده بودن ساختمان پمپ، غیرممکن است. در اینجا توجه خود را به تعامل های ساده تری معطوف نموده و لرزش پره ها را بصورت خلاصه مورد بحث قرار می دهیم. اگرچه، تعامل روتور-استاتور که در فوق مورد بحث قرار گرفت، محتملاً بعنوان موجد مسائل لرزشی جدی در توربوماشین ها است، ولی این واقعیت رانیز نباید از نظر دور داشت که ممکن است پره دچار لرزش شده و بدون اینکه اصلاً چنین تحریکی وجود داشته باشد، دچار شکست شود.

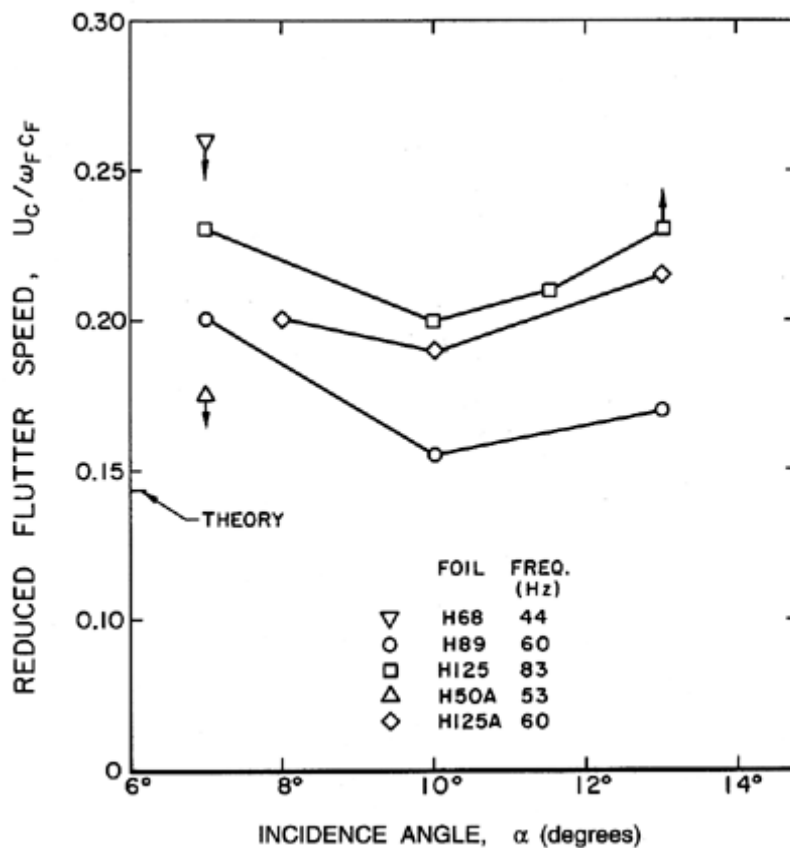
این بخوبی روشن است که ایرفویل منفرد واقع در جریان غیر قابل تراکم وبدون استال که فقط يك درجه آزادی برای لرزش آن مجاز باشد دچار لرزش نمی گردد(برای مثال نگاه کنید به Fung-۱۹۵۵). بنابراین برای لرزش كلاسیك بال هواپیما دودرجه آزادی بایستی توام شود که معمولاً حالت لرزشی خمشی و پیچشی بال بشکل تیر يك سر آزاد است. لرزش در توربوماشین ها با شكل كلاسیك لرزش بال هواپیما کاملاً متفاوت است و معمولاً از تحريك حالت ساختمانی منفردی

متشکل است. اگر چه لرزش با يك درجه آزادی در جریان غیر قابل تراکم و بدون جداشدگی (بدون استال) رخ نمی دهد، پدیده های متفاوت متعددی می توانند به لرزش با يك درجه آزادی منجر شوند. ابتدا، آثار تراکم پذیری که می تواند به پدیده ای مانند لرزش فراصوتی و لرزش اختلاقی منجر شود مورد بحث قرار می گیرد. این موضوع تحقیقات زیادی بوده است (بعنوان مثال نگاه کنید به، بررسی ها ی Mikolajczak و دیگران- ۱۹۷۵، Platzer، ۱۹۷۸، Sisto- ۱۹۷۷، McCroskey- ۱۹۷۷) این یافته ها در زمینه توربو ماشین های مایع کاربرد مستقیمی ندارد، اگر چه، تراکم پذیری ناشی از کاویتاسیون ممکن است دارای شباهت های مفیدی باشد. در زمینه توربو ماشین های مایع پدیده لرزش استال اهمیت بیشتری دارد (بعنوان مثال نگاه کنید به: Sisto- ۱۹۵۳، Fung- ۱۹۵۵). پره ای که در تمام يك سیکل نوسان ویا در بخشی از آن دچار استال شود میتواند با يك درجه آزادی لرزش کند، این نوع لرزش سال های زیادی است که بعنوان مسئله در توربو ماشین ها شناخته شده است (Platzer- ۱۹۷۸، Sisto- ۱۹۷۷). متأسفانه کار های تحقیقاتی تحلیلی نسبتاً کمی در مورد لرزش استال انجام شده و هر تئوری جدیدی حداقل بایستی، مشخصه دینامیکی استال را در نظر داشته باشد (نگاه کنید به McCroskey- ۱۹۷۷). مانند بسیاری از مسائل لرزشی با يك درجه آزادی که شامل آنهایی که در توربو ماشین ها نیز رخ می دهند، سرعت بحرانی برای شروع لرزش استال، U_C معمولاً با مقدار خاصی بنام سرعت کاهش یافته، $U_{CR} = 2U_C / c\omega_F$ تعین می گردد که در آن c طول وتر پره و ω_F فرکانس لرزش یا فرکانس طبیعی حالت ارتعاشی ساختمانی مشارکت کننده می باشد. عکس U_{CR} فرکانس کاهش یافته k_{CR} یا عدد استرال Strouhal می باشد. Fung (۱۹۵۵) خاطر نشان می نماید که فرکانس کاهش یافته در لرزش استال برای يك پره منفرد تابعی از اختلاف θ بین زاویه برخورد متوسط جریان و زاویه استاتیک است. يك رابطه راهنمای تقریبی برای دامنه $0/8 < k_{CR} < 0/1$ بصورت: $k_{CR} = 0.3 + 4.5\theta$ می باشد. جمله دوم در رابطه مربوط به k_{CR} منعکس کننده کاهش سرعت بحرانی با افزایش زاویه برخورد است.

البته در يك توربو ماشین یا ردیفه، لرزش يك پره نیروهائی بر پره های واقع در همسایگی آن وارد می کند (بعنوان مثال نگاه کنید به: Whitehead - ۱۹۶۰) و این تعامل ها می تواند تفاوت های عمده ای در تحلیل لرزش و سرعت های بحرانی موجب گردد، در اغلب موارد، آنها آثار نامطلوب زیادی بر مشخصه های لرزش دارند (McCroskey- ۱۹۷۷). بایستی زاویه فاز های مختلف بین پره های مجاور را نیز در نظر داشت و موج هائی که نسبت به روتور در حال دوران، جلو و عقب حرکت می کنند را نیز مطالعه نمود. بمنظور پیش بینی دقیق مرزهای لرزش در توربو ماشین ها، بایستی تحلیل کامل حالت های ارتعاشی روتور (یا استاتور) با تحلیل جریان ناپایدار ترکیب گردد (بعنوان مثال نگاه کنید به: Verdon- ۱۹۸۵). البته غالب نوشته های موجود، مربوط به ساختارهای کمپرسورها و توربین ها می باشد. از جهت دیگر، پائین ترین حالت های ارتعاشی در پمپ ها می تواند از نظر مشخصه نسبت به کمپرسورها و توربین ها بسیار متفاوت باشد. معمولاً پره ها در پمپ ها دارای نسبت ابعادی (AR) بسیار کمتری می باشند به نحوی که پائین ترین حالت ارتعاشی شامل ارتعاش های محلی در لبه های هادی و خروجی پره می شود. در نتیجه هرگونه لرزش احتمالی می تواند منجر به شکست بخش هائی از لبه هادی یا لبه خروجی گردد.



شکل ۸-۲۱ نمای تقریبی لرزش لبه هادی در يك هیدروفویل یا پره پمپ.



شکل ۸-۲۲ سرعت های بی بعد بحرانی برای يك هیدروفویل در حال کاویتاسیون پیشرفته برای زاویه های برخورد متفاوت (α) و حفره های بسیار طولانی (بزرگتر از ۵ برابر طول وتر، c).

عامل اصلی دیگر در ایجاد لرزش، اثر کاویتاسیون است. تغییراتی که کاویتاسیون پیشرفته در مشخصه های براری و پساری يك فویل منفرد ایجاد می کند نیز می تواند باعث تغییرات اساسی در مشخصه های لرزشی آن گردد به نحوی که فویل منفرد در حال کاویتاسیون شروع به لرزش نماید (Abramson-۱۹۶۹). بنابراین يك فویل در حال کاویتاسیون شباهتی به فویل بدون

کاویتاسیون و بدون جداشدگی جریان نداشته و مشابه فویل در حال استال است و جریان در آن ها مشابهت نزدیک تری با یکدیگر دارد. Abramson (۱۹۶۹) بازبینی مفیدی از آزمایش ها و همچنین از تحلیل های مربوط به لرزش فویل های صلب انجام داده است. در هر حال ، همانگونه که قبلاً اشاره نمودیم ، محتمل ترین شکل لرزش در يك پمپ در برگیرنده حرکت کلی پره نبوده ولی به خمش لبه های هادی و خروجی محدود می شود. از آنجائی که کاویتاسیون در لبه های هادی رُخ می دهد، و همچنین بلحاظ این که این بخش از پره ها معمولاً بمنظور بهینه کردن عملکرد هیدرولیکی نازك ساخته می شود ، بنظر می رسد لرزش لبه های محتمل ترین رویداد می تواند باشد (شکل ۲۱-۸) . داده های مربوط به این پدیده توسط Brennen ، Oey و Babcock (۱۹۸۰) ارائه شده و در شکل ۲۲-۸ نشان داده شده است. سرعت بحرانی جریان ، U_c با استفاده از ω_F ، پائین ترین فرکانس طبیعی نوسان لبه هادی که در آب مستغرق است ، و بعد c_F که طول وتر فویل از لبه هادی تا اولین گره اولین حالت ارتعاشی است ، بی بُعد شده است. داده ها نشان می دهد که $U_c/c_F \omega_F$ تقریباً مستقل از زاویه برخورد است ، و این با دامنه وسیعی از فرکانس های طبیعی سازگار است. Brennen و دیگران همچنین از ضریب های برابر و گشتاور محاسبه شده توسط Parkin (۱۹۶۲) سود جسته و مقدار تقریبی تئوری $U_c/c_F \omega_F$ را برابر ۰/۱۴ محاسبه نمودند. از شکل ۲۲-۸ بنظر می رسد این مقدار ، حد بالائی طراحی سرعت بحرانی کاهش یافته است. همچنین خاطر نشان می گردد که مقدار ۰/۱۴ بسیار کمتر از مقادیر دامنه ۱-۳ است که پیش از این برای لرزش استال فویل های بدون کاویتاسیون نقل گردید. این اختلاف نشان از بالارفتن احتمال ایجاد لرزش بعلت کاویتاسیون است. Brennen و دیگران همچنین فویل هائی تحت شرایط بدون کاویتاسیون آزمایش کردند ولی آثاری از لرزش حتی زمانی که سرعت تونل خیلی بیشتر از سرعت لرزش هنگام کاویتاسیون بود ، مشاهده نگردید. در اینجا ارزش دارد تبصره ای در مورد ارتباط بین مشخصه های لرزشی شکل ۲۲-۸ و نوسان ناشی از کاویتاسیون جزئی بخش ۱۰-۸ اضافه نماییم. داده های شکل ۲۲-۸ با حفره های طولانی متصل به پره که تمام سطح مکشی فویل را وفق شکل ۲۱-۸ پوشانده بود تهیه گردیده است. در اعداد بزرگتر کاویتاسیون زمانی که طول حفره تقریباً به دو برابر طول وتر کاهش یابد سرعت بحرانی بنحو بارزی کاهش می یابد و پدیده لرزش لبه هادی به نوسان کاویتاسیون جزئی مشروحه در بخش ۱۰-۸ دگر گونه می گردد.

۸-۱۳ ناپایداری های POGO

در کلیه مباحث این فصل فرض شد که توربو ماشین در يك چهارچوب مرجع فاقد شتاب ، ثابت باقی می ماند ، یا حداقل ، درجه آزادی ارتعاشی ماشین برای ایجاد ناپایداری کفایت نمی کند . معذالك زمانی که سازوکاری موجود باشد که در اثر آن نوسان های فشار و جریان داخلی منجر به ارتعاش کلی توربو ماشین گردد شرایط و امکانات جدیدی بوجود می آید . در اینجا به شرایطی اشاره می کنیم که نوسان های فشار و جریان ، به ارتعاش توربو ماشین (یا خط لوله های ورودی و خروجی آن) منجر گردد که بنوبه خود نوسان های فشاری جدیدی ایجاد می کنند که برای ایجاد ناپایداری به سیستم باز خور می گردد. نمونه ای از این طبقه ناپایداری ها مربوط به سفینه موشکی با سوخت مایع است که تحت نام ناپایداری های POGO (NASA -۱۹۷۰) شناخته شده است. در این حالت ارتعاش طولی موشك باعث نوسان در فشار و جریان در مخزن سوخت و در نتیجه لوله ورودی می گردد. این بنوبه خود ، باعث می شود موتور در شرایط ورودی خود با نوسان مواجه شود و در نتیجه نیروی رانش تولیدی دچار نوسان شده و ارتعاش طولی موشك را موجب می

گردد . Rubin (۱۹۶۶) و Vaage و دیگران (۱۹۷۲) جزئیات این پدیده را که خارج از حدود این کتاب است، ارائه نموده اند. در هر حال بایستی خاطر نشان نمود که نقش دینامیک پمپ های القاء کننده در حال کاویتاسیون برای تعیین حدود ناپایداری های POGO قطعی است و یکی از انگیزه های اصلی برای آزمایش های تابع های انتقالی دینامیکی القاء کننده های کاویتاسیونی است که در فصل ۹ مورد بحث قرار می گیرد.

در خاتمه ، توجه به این نکته اهمیت دارد که سامانه های باز خور که در حرکت ارتعاشی توربو ماشین دخیل می باشند قطعاً به موشك های با سوخت مایع محدود نمی گردند. معذالك بررسی های مفصل انجام شده از این ناپایداری ها اغلب به همین زمینه محدود شده است. در بخش ۱۵-۹ فصل بعدی ، مقدمه مختصری در مورد روش های دامنه فرکانس ارائه می گردد که برای حل مسائل مربوط به حرکت های نوسانی ، انتقالی یا دورانی کل سامانه هیدرولیکی است قابل کاربرد است.

فهرست منابع :

- ⊙ Abramson, H.N. (1969). Hydroelasticity: a review of hydrofoil flutter. *Appl. Mech. Rev.*, **22**, No. 2, 115--121.
- ⊙ Acosta, A.J. (1955). A note on partial cavitation of flat plate hydrofoils. *Calif. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. E-19.9*.
- ⊙ Acosta, A.J. and DeLong, R.K. (1971). Experimental investigation of non-steady forces on hydrofoils oscillating in heave. *Proc. IUTAM Symp. on non-steady flow of water at high speeds, Leningrad, USSR*, 95--104.
- ⊙ Adamczyk, J.J. (1975). The passage of a distorted velocity field through a cascade of airfoils. *Proc. Conf. on Unsteady Phenomena in Turbomachinery, AGARD Conf. Proc. No. 177*.
- ⊙ Arndt, N., Acosta, A.J., Brennen, C.E., and Caughey, T.K. (1989). Rotor-stator interaction in a diffuser pump. *ASME J. of Turbomachinery*, **111**, 213--221.
- ⊙ Arndt, N., Acosta, A.J., Brennen, C.E., and Caughey, T.K. (1990). Experimental investigation of rotor-stator interaction in a centrifugal pump with several vaned diffusers. *ASME J. of Turbomachinery*, **112**, 98--108.
- ⊙ Badowski, H.R. (1969). An explanation for instability in cavitating inducers. *ASME Cavitation Forum*, 38--40.
- ⊙ Braisted, D.M. and Brennen, C.E. (1980). Auto-oscillation of cavitating inducers. In *Polyphase Flow and Transport Technology*, (ed: R.A. Bajura), ASME Publ., New York, 157--166.
- ⊙ Brennen, C.E., Oey, K., and Babcock, C.D. (1980). On the leading edge flutter of cavitating hydrofoils. *J. Ship Res.*, **24**, No. 3, 135--146.
- ⊙ Brennen, C.E., Franz, R., and Arndt, N. (1988). Effects of cavitation on rotordynamic force matrices. *Proc. Third Earth to Orbit Propulsion Conference, NASA Conf. Publ. 3012*, 227--239.
- ⊙ Chamieh, D.S., Acosta, A.J., Brennen, C.E., and Caughey, T.K. (1985). Experimental measurements of hydrodynamic radial forces and stiffness matrices for a centrifugal pump-impeller. *ASME J. Fluids Eng.*, **107**, No. 3, 307--315.
- ⊙ Cumpsty, N. A. (1977). Review---a critical review of turbomachinery noise. *ASME J. Fluids Eng.*, **99**, 278--293.

- ④ d'Agostino, L. and Brennen, C.E. (1983). On the acoustical dynamics of bubble clouds. *ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*, 72--75.
- ④ Dean, R. C. (1959). On the necessity of unsteady flow in fluid machines. *ASME J. Basic Eng.*, **81**, 24--28.
- ④ Dring, R.P., Joslyn, H.D., Hardin, L.W., and Wagner, J.H. (1982). Turbine rotorstator interaction. *ASME J. Eng. for Power*, **104**, 729--742.
- ④ Dussourd, J. L. (1968). An investigation of pulsations in the boiler feed system of a central power station. *ASME J. Basic Eng.*, **90**, 607--619.
- ④ Ek, B. (1957). *Technische Strömungslehre*. Springer-Verlag.
- ④ Emmons, H.W., Pearson, C.E., and Grant, H.P. (1955). Compressor surge and stall propagation. *Trans. ASME*, **79**, 455--469.
- ④ Emmons, H.W., Kronauer, R.E., and Rockett, J.A. (1959). A survey of stall propagation---experiment and theory. *ASME J. Basic Eng.*, **81**, 409--416.
- ④ Fung, Y.C. (1955). *An introduction to the theory of aeroelasticity*. John Wiley and Sons.
- ④ Gallus, H.E. (1979). High speed blade-wake interactions. *von Karman Inst. for Fluid Mech. Lecture Series 1979-3*, **2**.
- ④ Gallus, H.E., Lambertz, J., and Wallmann, T. (1980). Blade-row interaction in an axial flow subsonic compressor stage. *ASME J. Eng. for Power*, **102**, 169--177.
- ④ Greitzer, E.M. (1976). Surge and rotating stall in axial flow compressors. Part I: Theoretical compression system model. Part II: Experimental results and comparison with theory. *ASME J. Eng. for Power*, **98**, 190--211.
- ④ Greitzer, E.M. (1981). The stability of pumping systems---the 1980 Freeman Scholar Lecture. *ASME J. Fluids Eng.*, **103**, 193--242.
- ④ Ham, N.D. (1968). Aerodynamic loading on a two-dimensional airfoil during dynamic stall. *AIAA J.*, **6**, 1927--1934.
- ④ Hartmann, M.J. and Soltis, R.F. (1960). Observation of cavitation in a low hub-tip ratio axial flow pump. *Proc. Gas Turbine Power and Hydraulic Conf., ASME Paper No. 60-HYD-14*.
- ④ Hergt, P. and Benner, R. (1968). Visuelle Untersuchung der Strömung in Leitrad einer Radialpumpe. *Schweiz. Banztg.*, **86**, 716--720.
- ④ Hobson, D. E. and Marshall, A. (1979). Surge in centrifugal pumps. *Proc. 6th Conf. on Fluid Machinery, Budapest*, 475--483.
- ④ Horlock, J. M. (1968). Fluctuating lift forces on airfoils moving through transverse and chordwise gusts. *ASME J. Basic Eng.*, 494--500.
- ④ Iino, T. and Kasai, K. (1985). An analysis of unsteady flow induced by interaction between a centrifugal impeller and a vaned diffuser (in Japanese). *Trans. Japan Soc. of Mech. Eng.*, **51**, No.471, 154--159.
- ④ Jaeger, C. (1963). The theory of resonance in hydro-power systems, discussion of incidents and accidents occurring in pressure systems. *ASME J. Basic Eng.*, **85**, 631--640.
- ④ Jansen, W. 1964. Rotating stall in a radial vaneless diffuser. *ASME J. Basic Eng.*, **86**, 750--758.
- ④ Kamijo, K., Shimura, T., and Watanabe, M. (1977). An experimental investigation of cavitating inducer instability. *ASME Paper 77-WA/FW-14*.
- ④ Kamijo, K., Shimura, T., and Watanabe, M. (1980). A visual observation cavitating

inducer instability. *Nat. Aero. Lab. (Japan), Rept. NAL TR-598T*.

- ⊕ Kamijo, K., Yoshida, M., and Tsujimoto, Y. (1992). Hydraulic and mechanical performance of LE-7 LOX pump inducer. *Proc. 28th Joint Propulsion Conf., Paper AIAA-92-3133*.
- ⊕ Kemp, N. H. and Ohashi, H. (1975). Forces on unstaggered airfoil cascades in unsteady in-phase motion with applications to harmonic oscillation. *Proc. Symp. on Unsteady Aerodynamics, Tuscon, Ariz.*, 793--826.
- ⊕ Kemp, N. H. and Sears, W. R. (1955). The unsteady forces due to viscous wakes in turbomachines. *J. Aero Sci.*, **22**, No.7, 478--483.
- ⊕ Lefcort, M.D. (1965). An investigation into unsteady blade forces in turbomachines. *ASME J. Eng. for Power*, **87**, 345--354.
- ⊕ Leiblein, S. (1965). Experimental flow in two dimensional cascades. Chapter VI in *Aerodynamic design of axial flow compressors, NASA SP-36*.
- ⊕ Lenneman, E. and Howard, J. H. G. (1970). Unsteady flow phenomena in centrifugal impeller passages. *ASME J. Eng. for Power*, **92-1**, 65--72.
- ⊕ Makay, E. and Szamody, O. (1978). Survey of feed pump outages. *Electric Power Res. Inst. Rep. FP-754*.
- ⊕ Marscher, W.D. (1988). Subsynchronous vibration in boiler feed pumps due to stable response to hydraulic forces on at part-load. *Proc. I.Mech.E. Conf. on Part Load Pumping, London*, 167--175.
- ⊕ Martin, M. (1962). Unsteady lift and moment on fully cavitating hydrofoils at zero cavitation number. *J. Ship Res.*, **6**, No.1, 15--25.
- ⊕ McCroskey, W. J. (1977). Some current research in unsteady fluid dynamics---the 1976 Freeman Scholar Lecture. *ASME J. Fluids Eng.*, **99**, 8--38.
- ⊕ Meyer, R.X. (1958). The effect of wakes on the transient pressure and velocity distributions in turbomachines. *Trans. ASME*, **80**, 1544.
- ⊕ Mikolajczak, A. A., Arnoldi, R. A., Snyder, L. E., and Stargardter, H. (1975). Advances in fan and compressor blade flutter analysis and predictions. *J. Aircraft*, **12**, No.4, 325--332.
- ⊕ Miller, C.D. and Gross, L.A. (1967). A performance investigation of an eight-inch hubless pump inducer in water and liquid nitrogen. *NASA TN D-3807*.
- ⊕ Miskovish, R.S. and Brennen, C.E. (1992). Some unsteady fluid forces measured on pump impellers. *ASME J. Fluids Eng.*, **114**, 632--637.
- ⊕ Miyagawa, K., Mutaguchi, K., Kanki, H., Iwasaki, Y., Sakamoto, A., Fujiki, S., Terasaki, A., and Furuya, S. (1992). An experimental investigation of fluid exciting force on a high head pump-turbine runner. *Proc. 4th Int. Symp. on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, **B**, 133--142.
- ⊕ Murai, H. (1968). Observations of cavitation and flow patterns in an axial flow pump at low flow rates (in Japanese). *Mem. Inst. High Speed Mech., Tohoku Univ.*, **24**, No.246, 315--333.
- ⊕ NASA. (1970). Prevention of coupled structure-propulsion instability. *NASA SP-8055*.
- ⊕ Natanzon, M.S., Bl'tsev, N.E., Bazhanov, V.V., and Leydervarger, M.R. (1974). Experimental investigation of cavitation-induced oscillations of helical inducers. *Fluid Mech., Soviet Res.*, **3**, No.1, 38--45.
- ⊕ Parkin, B.R. (1962). Numerical data on hydrofoil reponse to non-steady motions at

zero cavitation number. *J. Ship Res.*, **6**, 40--42.

- ⊕ Platzer, M. F. (1978). Unsteady flows in turbomachines---a review of current developments. *AGARD Rept. CP-227*.
- ⊕ Rosenmann, W. (1965). Experimental investigations of hydrodynamically induced shaft forces with a three bladed inducer. *Proc. ASME Symp. on Cavitation in Fluid Machinery*, 172--195.
- ⊕ Rubin, S. (1966). Longitudinal instability of liquid rockets due to propulsion feedback (Pogo). *J. Spacecraft and Rockets*, **3**, No.8, 1188--1195.
- ⊕ Sack, L.E. and Nottage, H.B. (1965). System oscillations associated with cavitating inducers. *ASME J. Basic Eng.*, **87**, 917--924.
- ⊕ Samoylovich, G.S. (1962). On the calculation of the unsteady flow around an array of arbitrary profiles vibrating with arbitrary phase shift. *Prikladnaya Matematika i Mekhanika*, No.4.
- ⊕ Schorr, B. and Reddy, K.C. (1971). Inviscid flow through cascades in oscillatory and distorted flow. *AIAA J.*, **9**, 2043--2050.
- ⊕ Silberman, E. and Song, C.S. (1961). Instability of ventilated cavities. *J. Ship Res.*, **5**, 13--33.
- ⊕ Sisto, F. (1953). Stall-flutter in cascades. *J. Aero. Sci.*, **20**, 598--604.
- ⊕ Sisto, F. (1967). Linearized theory of non-stationary cascades at fully stalled or supercavitating conditions. *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik*, **8**, 531--542.
- ⊕ Sisto, F. (1977). A review of the fluid mechanics of aeroelasticity in turbomachines. *ASME J. Fluids Eng.*, **99**, 40--44.
- ⊕ Song, C.S. (1962). Pulsation of ventilated cavities. *J. Ship Res.*, **5**, 8--20
- ⊕ Sparks, C.R. and Wachel, J.C. (1976). Pulsations in liquid pumps and piping systems. *Proc. 5th Turbomachinery Symp.*, 55--61.
- ⊕ Strub, R.A. (1963). Pressure fluctuations and fatigue stresses in storage pumps and pump-turbines. *ASME Paper No. 63-AHGT-11*.
- ⊕ Tsujimoto, Y., Imaichi, K., Tomohiro, T., and Gatoo, M. (1986). A two-dimensional analysis of unsteady torque on mixed flow impellers. *ASME J. Fluids Eng.*, **108**, No. 1, 26--33.
- ⊕ Tsujimoto, Y., Kamijo, K., and Yoshida, Y. (1992). A theoretical analysis of rotating cavitation in inducers. *ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*, **FED 135**, 159--166.
- ⊕ Tsukamoto, H. and Ohashi, H. (1982). Transient characteristics of centrifugal turbomachines. *ASME J. Fluids Eng.*, **104**, No. 1, 6--14.
- ⊕ Tulin, M.P. (1953). Steady two-dimensional cavity flows about slender bodies. *David Taylor Model Basin Rep.* 834.
- ⊕ Tyler, J.M. and Sofrin, T.G. (1962). Axial compressor noise studies. *Soc. Automotive Eng.*, **70**, 309--332.
- ⊕ Vaage, R.D., Fidler, L.E., and Zehnle, R.A. (1972). Investigation of characteristics of feed system instabilities. *Final Rept. MCR-72-107, Martin Marietta Corp., Denver, Col.*
- ⊕ van der Braembussche, R. (1982). Rotating stall in vaneless diffusers of centrifugal compressors. *von Karman Inst. for Fluid Dyn., Technical Note 145*.
- ⊕ Verdon, J.M. (1985). Linearized unsteady aerodynamic theory. *United Technologies*

Research Center Report R85-151774-1.

- ⌚ Wade, R.B. and Acosta, A.J. (1966). Experimental observations on the flow past a plano-convex hydrofoil. *ASME J. Basic Eng.*, **88**, 273--283.
- ⌚ Whitehead, D. (1960). Force and moment coefficients for vibrating airfoils in cascade. *ARC R\&M 3254, London*.
- ⌚ Woods, L.C. (1955). On unsteady flow through a cascade of airfoils. *Proc. Roy. Soc. A*, **228**, 50--65.
- ⌚ Woods, L.C. (1957). Aerodynamic forces on an oscillating aerofoil fitted with a spoiler. *Proc. Roy. Soc. A*, **239**, 328--337.
- ⌚ Woods, L.C. (1961). *The theory of subsonic plane flow*. Cambridge Univ. Press.
- ⌚ Yamamoto, K. (1991). Instability in a cavitating centrifugal pump. *JSME Int. J., Ser. II*, **34**, 9--17.
- ⌚ Yoshida, Y., Murakami, Y., Tsurusaki, T., and Tsujimoto, Y. (1991). Rotating stalls in centrifugal impeller/vaned diffuser systems. *Proc. First ASME/JSME Joint Fluids Eng. Conf.*, **FED-107**, 125--130.
- ⌚ Young, W.E., Murphy, R., and Reddecliff, J.M. (1972). Study of cavitating inducer instabilities. *Pratt and Whitney Aircraft, Florida Research and Development Center, Rept. PWA FR-5131*.

فصل نهم

جریان ناپایدار در سامانه های هیدرولیکی

۹-۱ مقدمه

این فصل به تشریح روش های موجود برای تحلیل جریان های ناپایدار در پمپ ها و سامانه های هیدرولیکی مرتبط به آنها اختصاص یافته است. دو رویکرد اساسی برای تحلیل جریان های داخلی ناپایدار موجود است: تحلیل در دامنه زمانی و تحلیل در دامنه فرکانسی. روش های سنتی دامنه زمانی برای سامانه های هیدرولیکی در منابع دیگری به تفصیل مورد مطالعه قرار گرفته اند (بعنوان مثال، Streeter و Wylie، ۱۹۶۷-۱۹۷۴) و فقط در اینجا اشاره کوتاهی به آنها می شود. مزیت بزرگ آنها در نظر گرفتن جمله های غیر خطی مربوط به جابجائی لختی در معادله های جریان سیال است و برای ارزیابی پاسخ گذرای جریان در لوله های بلند که در آن معادله های جریان و ساختار بخوبی شکل گرفته است، کاملاً مناسب می باشند. معذالك در صورتیکه هندسه پیچیده باشد (مانند داخل پمپ)، یا سیال پیچیده باشد (مانند حضور کاویتاسیون) با اشکالات بزرگی مواجه می شوند. تحت این شرایط، روش های دامنه فرکانس هم از نقطه نظر تحلیلی و هم تجربی، دارای مزیت محسوسی است. از جهت دیگر جمله های غیر خطی مربوط به جابجائی لختی نمی تواند به آسانی در روش شناسی دامنه فرکانس دخیل گردد و در نتیجه این روش ها فقط برای اختلال های کوچک نسبت به جریان متوسط دقیق می باشند. این موضوع ارزیابی حدود پایداری راممکن ولی ارزیابی حرکت های ناپایدار با دامنه بزرگ را ناممکن می نماید.

بایستی تاکید نمود که مسائل متعدد مربوط به ناپایداری در سامانه های هیدرولیکی می تواند و بایستی از روش های سنتی دامنه زمانی یا "چکش آبی" حل شوند. معذالك از آنجائی که تمرکز این کتاب بر موضوع پمپ ها و کاویتاسیون است، در اینجا روش های دامنه فرکانس مورد تاکید قرار گرفته اند. بخش های ۵-۹ تا ۱۰-۹ شامل مقدمه ای بر این روش های دامنه فرکانس می باشد. پس از آن خلاصه ای از توابع انتقالی برای اجزاء ساده پمپ ها، هم در حالت بدون کاویتاسیون و هم کاویتاسیون، خواهد آمد. تا ابتدای بخش ۱۵-۹ فرض شده سامانه هیدرولیکی در چهارچوب مشخص لختی یابدون شتاب در حال سکون است. معذالك همانگونه که در بخش ۱۳-۸ ذکر شد طبقه بااهمیتی از مسائل موجود است که سامانه هیدرولیکی، خود در فضا نوسان می کند. در فصل ۱۵-۹ مقدمه مختصری برای مطالعه این طبقه از مسائل را ارائه خواهیم نمود.

۹-۲ روش های دامنه زمانی

کاربرد روش های دامنه زمانی به جریان سیال يك بُعدی معمولاً شامل سه مولفه زیر است. ابتدا، تامین شرایط بقای جرم و اندازه حرکت در سیال. ممکن است این، بشکل معادله های دیفرانسیل باشد (برای نمونه مثال بخش بعدی) یا به شکل شرایط پرسی باشد (بعنوان نمونه در تحلیل شوک). دوم، بایستی محدودیت های ترمودینامیکی که در تغییر حالت سیال حاکم است را برقرار نمود.

تقریباً در تمام حالت های عملی جریان تك فاز، فرض اینکه این تغییرات بی دررو (آدیاباتیک) هستند مناسب است. معذالك در جریان های چند فازی این محدودیت ها بسیار پیچیده ترمی باشند. سوم، بایستی پاسخ ساختار ظرف محتوی سیال را در مقابل تغییرات فشار سیال تعیین نمود. تحلیل در شرایطی که فرض رفتار فشار پایه (باروتروپیک) هر دو سیال و ساختار دقیق باشد، بسیار ساده تر می گردد. طبق تعریف، این بمعنی نحوه ای از تغییر حالت سیال است که در آن هر کمیت ترمودینامیکی (مانند آنترپی) ثابت باقی مانده و بنابراین چگالی سیال، $\rho(p)$ فقط تابع يك متغیر ترمودینامیکی مثلاً فشار می باشد. در مورد ساختار، فرض این است که بصورت شبه استاتیک تغییر شکل دهد به نحوی که برای مثال مقطع لوله $A(p)$ تابع جبری ساده ای از فشار سیال p باشد. توجه شود که با این فرض از هرگونه آثار لختی یا میرائی در ساختار صرفنظر می گردد. اهمیت فرض فشار پایه بودن سیال و سازه در این واقعیت است که امکان محاسبه سرعت صوت به نحو یگانه و بدون ابهامی را برای امواجی که از درون سامانه لوله کشی حرکت می کنند، فراهم می سازد. سرعت صوتی در سیال به تنهایی با c_∞ مشخص می گردد و با رابطه زیر بیان می گردد:

$$c_\infty = (dp/d\rho)^{-\frac{1}{2}} \quad \dots(9-1)$$

معمولاً این سرعت در يك مایع بر حسب ضریب حجمی ($\kappa = \rho/(dp/d\rho)$) بیان می گردد، بنابراین:

$$c_\infty = (\kappa/\rho)^{-\frac{1}{2}} \quad \dots(9-2)$$

سرعت صوتی c ، امواج يك بُعدی در لوله ای که با مایع پر شده باشد تحت تاثیر تراکم پذیری هم مایع و هم ظرف است:

$$c = \pm \left[\frac{1}{A} \frac{d(\rho A)}{dp} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \dots(9-3)$$

یا به صورت دیگری نیز بیان می شود:

$$\frac{1}{\rho c^2} = \frac{1}{\rho c_\infty^2} + \frac{1}{A} \left(\frac{dA}{dp} \right) \quad \dots(9-4)$$

جمله سمت چپ معادله فوق امیدانس صوتی سامانه می باشد و این معادله نشان می دهد که امیدانس صوتی سامانه برابر است با امیدانس صوتی سیال $(1/\rho c_\infty^2)$ ، بعلاوه " امیدانس صوتی ساختار " که با عبارت $(dA/dp)/A$ بیان می گردد . بعنوان مثال برای لوله جدار نازك که از ماده ای کش سان با ضریب Young ، E ساخته شده باشد ، امیدانس صوتی ساختار ، برابر $2a/E\delta$ است که a و δ ، $(\delta \ll a)$ به ترتیب شعاع و ضخامت جدار لوله می باشند. شکل نهائی معادله ۹-۴ بصورت زیر است:

$$c = \left[\frac{1}{c_\infty^2} + \frac{2\rho a}{E\delta} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \dots (9-5)$$

این رابطه بنام معادله چکش آبی Joukowsky شناخته می شود . برای مثال ، اگر c_∞ برابر 1400 m/s باشد ، مقدار c برای لوله استاندارد فولادی از معادله فوق برابر 1000 m/s تعیین می گردد. سایر رابطه های رایج برای تعیین c در لوله های جدار کلفت ، تونل های بتنی یا لوله های بتنی مسلح موجودند (Wylie و Streeter - ۱۹۶۷) .

۹-۳ انتشار موج در لوله ها

بمنظور تحلیل جریان های ناپایدار در لوله ها فرمول سرعت صوتی با شکل دیفرانسیلی معادله بقای جرم (معادله پیوستگی) ترکیب می شود.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial s}(\rho A u) = 0 \quad \dots (9-6)$$

که در آن $u(s,t)$ سرعت متوسط در سطح مقطع لوله یا سرعت حجمی ، s مختصاتی که در امتداد طول لوله اندازه گیری می شود، و t زمان است. شکل مناسب دیفرانسیلی معادله اندازه حرکت ، بصورت زیر است:

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial s} \right] = - \frac{\partial p}{\partial s} - \rho g_s - \frac{\rho f u |u|}{4a} \quad \dots (9-7)$$

که در آن g_s مولفه شتاب ثقل در جهت s ، f ضریب اصطکاک و a شعاع لوله است . حال با در نظر گرفتن فرض فشار پایه در معادله ۹-۳ می توان جملات معادله ۹-۷ را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) = \frac{A}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \quad \text{و} \quad \frac{\partial(\rho A)}{\partial s} = \frac{A}{c^2} \frac{\partial p}{\partial s} + \rho \frac{\partial A}{\partial s} \Big|_p \quad \dots (9-8)$$

بنابر این معادله پیوستگی به شکل زیر نوشته می شود:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u}{c^2} \frac{\partial p}{\partial s} + \rho \left[\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{u}{A} \frac{\partial A}{\partial s} \right]_p = 0 \quad \dots(9-9)$$

معادله های ۹-۷ و ۹-۹ دو معادله دیفرانسیل از درجه اول با دو تابع مجهول $p(s,t)$ و $u(s,t)$ می باشند. اگر رابطه فشار پایه $\rho(p)$ ، ضریب اصطکاک f ، سطح مقطع عمود بر جهت جریان لوله $A(s)$ و شرایط مرزی که بعداً مورد بحث قرار خواهد گرفت، مشخص باشد، این معادله ها قابل حل می باشند. آخرین عبارت معادله ۹-۹ را میتوان با عبارت $\rho u(dA_0/ds)/A_0$ تقریب نمود. توجه شود که c ممکن است تابع s باشد.

در روش شناسی دامنه زمانی، معمولاً معادله های ۹-۷ و ۹-۹ با استفاده از روش مشخصه ها حل می شوند (برای مثال نگاه کنید به Abbott-۱۹۶۶). این بمعنی یافتن سامانه مختصات متحرکی است که در آن سامانه، این معادله ها بجای معادله های دیفرانسیلی با مشتق های جزئی بشکل معادله های با مشتق های عادی نوشته شوند. حال روابطی را که با ضرب کردن معادله ۹-۹ در λ و افزودن آن به معادله ۹-۷ حاصل می شود را در نظر می گیریم:

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u + \lambda) \frac{\partial u}{\partial s} \right] + \frac{\lambda}{c^2} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u + \frac{c^2}{\lambda}) \frac{\partial p}{\partial s} \right] + \frac{\rho u \lambda}{A_0} \frac{dA_0}{ds} + \rho g_s + \frac{\rho f |u| u}{4a} = 0 \quad \dots(9-10)$$

اگر ضریب های $\frac{\partial p}{\partial s}$ و $\frac{\partial u}{\partial s}$ در داخل پرانتزها برابر باشند، بعبارت دیگر اگر $\lambda = \pm c$ باشد، سپس عبارت های داخل براکت ها را می توان بصورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial u}{\partial s} \quad \text{و} \quad \frac{\partial p}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial p}{\partial s} \quad \dots(9-11)$$

و این ها مشتق های $\frac{du}{dt}$ و $\frac{dp}{dt}$ روی امتداد های $\frac{ds}{dt} = u \pm c$ می باشند. این خطوط $\frac{ds}{dt} = u \pm c$ مشخصه ها نامیده می شوند، و روی آنها می توان نوشت:

$$1- \quad \frac{ds}{dt} = u + c \quad \text{یا} \quad \text{روی امتداد} \quad \frac{ds}{dt} = u + c$$

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho c} \frac{dp}{dt} + \frac{uc}{A_0} \frac{dA_0}{ds} + g_s + \frac{fu|u|}{4a} = 0 \quad \dots(9-12)$$

$$2- \quad \frac{ds}{dt} = u - c \quad \text{یا} \quad \text{روی امتداد} \quad \frac{ds}{dt} = u - c$$

$$\frac{du}{dt} - \frac{1}{\rho c} \frac{dp}{dt} - \frac{uc}{A_0} \frac{dA_0}{ds} + g_s + \frac{fu|u|}{4a} = 0 \quad \dots(9-13)$$

اگر ارتفاع پیزومتریک h^* که بصورت زیر تعریف می شود ،

$$h^* = \frac{p}{\rho g} + \int \frac{g_s}{g} ds \quad \dots(9-14)$$

بجای فشار p در معادله های ۹-۱۲ و ۹-۱۳ جایگزین شود دستگاه معادله های ساده تری حاصل می گردد . تقریباً در تمام مسائل هیدرولیکی که در عمل کاربرد دارند $p/(\rho_L c^2) \ll 1$ است، بنابراین جمله $\rho^{-1} dp/dt$ در معادله های ۹-۱۲ و ۹-۱۳ را می توان با $d(p/\rho)/dt$ تقریب نمود. در این صورت نتیجه می شود ، بر روی دو مشخصه ،

$$\frac{1}{\rho c} \frac{dp}{dt} \pm g_s \approx \frac{g}{c} \frac{dh^*}{dt} - \frac{u}{c} g_s \quad \dots(9-15)$$

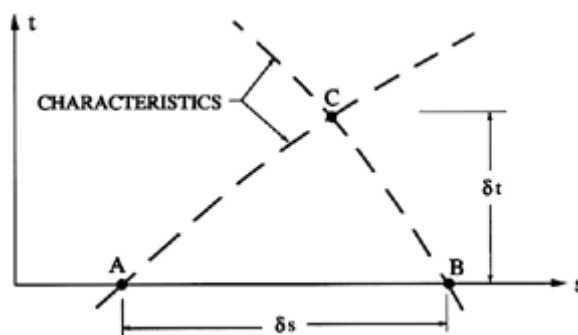
و معادله های ۹-۱۲ و ۹-۱۳ بشکل زیر تبدیل می شوند:

$$\frac{ds}{dt} = u + c \quad \text{۱- بر روی}$$

$$\frac{du}{dt} + \frac{g}{c} \frac{dh^*}{dt} + \frac{uc}{A_0} \frac{dA_0}{ds} - \frac{ug_s}{c} + \frac{fu|u|}{4a} = 0 \quad \dots(9-16)$$

$$\frac{ds}{dt} = u - c \quad \text{۲- بر روی}$$

$$\frac{du}{dt} - \frac{g}{c} \frac{dh^*}{dt} - \frac{uc}{A_0} \frac{dA_0}{ds} + \frac{ug_s}{c} + \frac{fu|u|}{4a} = 0 \quad \dots(9-17)$$



شکل ۹-۱ روش مشخصه ها

معادله های ۹-۱۶ و ۹-۱۷ شکل های معادله های متداول مورد استفاده در مسائل هیدرولیکی چکش آبی می باشند (Streeter و Wylie - ۱۹۶۷). این معادله ها بصورت نمونه با مرتبط

نمودن مقادیر $t + \delta t$ (مثلاً نقطه C در شکل ۹-۱) به مقادیر معلوم در نقاط A و B در زمان t حل می شوند. خطوط AC و BC مشخصه ها می باشند، بنابراین معادله های زیر که به شکل تفاوت های محدود هستند، از معادله های ۹-۱۷ و ۹-۱۸ حاصل می گردند:

$$\frac{(u_C - u_A)}{\delta t} + \frac{g}{c_A} \frac{(h_C^* - h_A^*)}{c_A} + u_A c_A \left(\frac{1}{A_0} \frac{dA_0}{ds} \right)_A - \frac{u_A (g_s)_A}{c_A} + \frac{f_A u_A |u_A|}{4a} = 0 \quad \dots (9-18)$$

و

$$\frac{(u_C - u_B)}{\delta t} - \frac{g}{c_B} \frac{(h_C^* - h_B^*)}{c_B} - u_B c_B \left(\frac{1}{A_0} \frac{dA_0}{ds} \right)_B + \frac{u_B (g_s)_B}{c_B} + \frac{f_B u_B |u_B|}{4a} = 0 \quad \dots (9-19)$$

اگر $c_A = c_B = c$ ، و سطح مقطع لوله یکنواخت باشد به نحوی که $dA_0/ds = 0$ و $f_A = f_B = f$ ، سپس این معادله ها بصورت عبارت های زیر برای بیان u_C و h_C^* کاهش می یابند:

$$u_C = \frac{(u_A + u_B)}{2} + \frac{g}{2c} (h_A^* - h_B^*) + \frac{\delta t}{2c} [u_A (g_s)_A - u_B (g_s)_B] \quad \dots (9-20)$$

$$- \frac{f \delta t}{8a} [u_A |u_A| + u_B |u_B|]$$

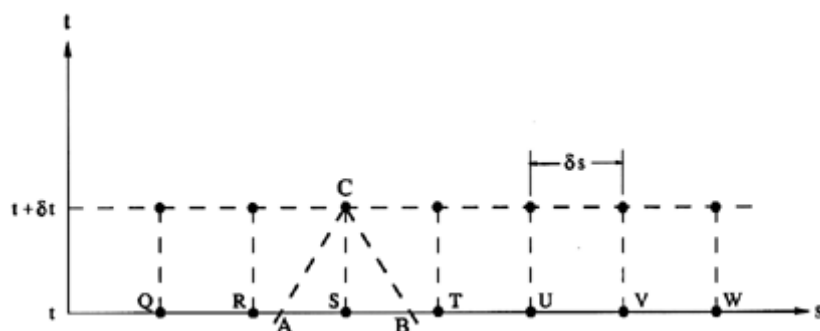
$$h_C^* = \frac{(h_A^* + h_B^*)}{2} + \frac{c}{2g} (u_A - u_B) + \frac{\delta t}{2g} [u_A (g_s)_A + u_B (g_s)_B] \quad \dots (9-21)$$

$$- \frac{fc \delta t}{8ag} [u_A |u_A| - u_B |u_B|]$$

۹-۴ روش مشخصه ها

نمونه حل عددی توسط روش مشخصه ها بصورت ترسیمی در شکل ۹-۲ نشان داده شده است. در این شکل فاصله زمانی با δt و افزایش مکانی با δs مشخص شده اند. سپس با معلوم بودن مقادیر دو متغیر تابع (h^* و u) در يك لحظه زمانی، میتوان به روش مشروح زیر مقادیر این دو متغیر را در نقطه ای مانند C در δt ثانیه بعد محاسبه نمود. ابتدا نقاط تقاطع مشخصه هایی که از نقطه C عبور می کنند با محور s یعنی A و B مشخص می گردد. سپس با کاربرد روش درون یابی (اینتر پولاسیون) و با استفاده از مقادیر متغیرهای تابع در نقطه هایی که معلومند مانند R، S و T، مقادیر این متغیرها در نقاط A و B تعیین می گردد. مقادیر مربوط به نقطه C با استفاده از معادله های ۹-۲۰ و ۹-۲۱ یا شکل های دیگر

این معادله ها ، تعین می شود. تکرار این عمل برای کلیه نقاط در زمان $t + \delta t$ امکان پیش روی در زمان را فراهم می نماید.



شکل ۲-۹ نمونه ای از حل عددی روش مشخصه ها

در هر حال فاصله زمانی (δt) حداکثری وجود دارد که به حل پایدار عددی منجر می گردد . معمولاً لازمه آن کمتر بودن δt از $c/\delta s$ است . عبارت دیگر لازم است نقاط A و B در شکل ۹-۲، بر داخل فاصله RST قرار گیرند. دلیل این شرط به روش زیر قابل توضیح است. فرض کنید برای ساده شدن ، شیب مشخصه ها برابر $c \pm$ در نظر گرفته شود ، بنابراین فاصله های $AS=SB=c \delta t$ است. با استفاده از درون یابی خطی می توان u_A و u_B را بر حسب مقادیر u_r ، u_s و u_t تعیین کرده و رابطه زیر را بدست آورد:

$$u_A = (1 - \frac{c\delta t}{\delta s})u_S + (\frac{c\delta t}{\delta s})u_R \quad \dots(9-22)$$

$$u_B = (1 - \frac{c\delta t}{\delta s})u_S + (\frac{c\delta t}{\delta s})u_T$$

خطائی برابر δu در تعین u_R منجر به خطائی برابر $\delta u_c / \delta x$ در تعین u_A و خطای مشابهی در u_C می گردد. بنابراین در هر گام زمانی، خطا بزرگتر می شود، مگر اینکه $c \delta t / \delta x < 1$ باشد و بنابراین انتگرال گیری عددی فقط وقتی پایدار است که $\delta t < \delta x / c$ باشد. در بسیاری از سامانه های هیدرولیکی این موضوع محدودیت بسیار شدیدی برای فاصله زمانی δt ایجاد نموده و اغلب نیاز به تعداد گام های زمانی زیادی می باشد.

از ملزومات روشی مانند آنچه در بالا ذکر شد، مشخص نمودن شرایط مرزی در هر نقطه شبکه که در انتهای لوله قرار دارد یا در محل اتصال لوله به لوله با قطر متفاوت (یا به يك پمپ و یا سایر اجزاء سامانه) قرار گرفته است. اگر نقاط S و C در شکل ۲-۹ نقاط انتهائی باشند، در این صورت فقط يك مشخصه در روی لوله واقع می شود و فقط رابطه ۱۸-۹ یا ۱۹-۹ می تواند مورد استفاده شود. بنابراین شرایط مرزی بایستی رابطه دومی را تامین نماید که شامل u_C یا h^*_C (یا هر دو آنها) باشد. يك نمونه در این مورد لوله سر باز است که فشار و بنابراین h^* آن مشخص است. دیگر این که در محل اتصال دو لوله با اندازه های متفاوت، دو

رابطه لازم است ، يك مشخصه در هر يك از دو لوله بعلاوه معادله پیوستگی در محل اتصال بمنظور حصول اطمینان از این که در هردو لوله در محل اتصال uA_0 یکسان است. بهمین منظور در بعضی موارد نوشتن معادله های ۹-۱۶ و ۹-۱۷ برحسب گذر حجمی جریان $Q = uA_0$ بجای u ، مناسب تر است .

$$1- \text{ بر روی } \frac{ds}{dt} = u + c$$

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{A_0 g}{c} \frac{dh^*}{dt} + \frac{Qc}{A_0} \frac{dA_0}{ds} - \frac{Qg_s}{c} + \frac{f}{4aA_0} Q|Q| = 0 \quad \dots(9-23)$$

$$2- \text{ بر روی } \frac{ds}{dt} = u - c$$

$$\frac{dQ}{dt} - \frac{A_0 g}{c} \frac{dh^*}{dt} - \frac{Qc}{A_0} \frac{dA_0}{ds} + \frac{Qg_s}{c} + \frac{f}{4aA_0} Q|Q| = 0 \quad \dots(9-24)$$

حتی در حالت ساده جریان در لوله ، پیچیدگی های اضافی ناشی از کاهش آبی فشار به فشاری پائین تر از فشار بخار و وقوع کاویتاسیون پیش می آید. در زمینه تحلیل چکش آبی ، این پدیده بنام " جداشتدن ستون آب " شناخته می شود و مورد توجه ویژه ای است ، زیرا فروپاشی شدید حفره می تواند سبب خسارت های ساختمانی شود (بعنوان مثال نگاه کنید به Martin-1978). بعلاوه جداشتدگی ستون آب می تواند محرك وقوع سلسله ای از شکل گیری و فروپاشی حفره ها بوده و نتیجه آن وقوع زنجیره ای از بارهای ضربه ای به ساختمان است. امکان وقوع جداشتدگی ستون آب را با ردگیری فشار آبی قابل پیش بینی است. برای ادامه این روند فراتر از این نقطه لازم است يك حفره در محاسبه چکش آبی با کاربرد روش مشخصه ها ، در نظر گرفته شود. تعدادی از پژوهشگران این امکان را محقق کرده اند (بعنوان نمونه نگاه کنید به : Tanahashi و Kasahara-1969 ، Weyler و دیگران -1971 ، Safwat و van der Polder-1973). معذالك نتایج محاسبه شده پس از اولین فروپاشی می تواند با مشاهدات انجام شده اساساً مابینت داشته باشد. احتمالاً این تفاوت بلحاظ این واقعیت می باشد که اولین حفره در اغلب موارد يك حفره منفرد و منسجم است . سپس بعلت شدت اولین فروپاشی این حفره شکسته و به ابری از حباب های ریز تر تجزیه می گردد . بنابرین متعاقباً با محیطی مملو از حباب های ریز روبرو هستیم که سرعت انتشار موج در آن ممکن است با سرعت مفروض در مدل تحلیلی اساساً متفاوت باشد. مطالعات دیگر نشان داده است که با خروج حباب های گازی که در مایع حل شده است ، تغیرات کیفی مشابه ای در رفتار چکش آبی رخ می دهد (بعنوان نمونه نگاه کنید به : Wiggert و Sundquist-1979) .

دربسیاری از تحلیل های دامنه زمانی فرض می شود نرخ تغیرات آبی بقدر کافی آهسته است به نحوی که پاسخ توربوماشین به آن بصورت شبه استاتیک ، تغیر از يك نقطه کاری پایدار به نقطه پایدار دیگر است. در نتیجه ، اگر نقطه های A و B به ترتیب در ورود به و خروج از توربو ماشین قرار داشته باشند معادله های که مقادیر در A و B را بهم مرتبط می کنند عبارتند از :

$$Q_B = Q_A = Q \quad \dots(9-25)$$

$$h_B^* = h_A^* + H(Q) \quad \dots(9-26)$$

که در آن ، $H(Q)$ افزایش ارتفاع در ماشین به ازای گذر حجمی جریان Q است. داده هائی که بعداً ارائه می شود نشان خواهد داد که فرض شبه استاتیک بودن پاسخ توربو ماشین فقط برای نرخ تغییراتی کمتر از تقریباً یک دهم فرکانس دوران محور معتبر است. برای فرکانس های بزرگتر از این ، دینامیک پمپ حائز اهمیت می باشد (نگاه کنید به بخش ۹-۱۳).

برای بررسی مفصل تر روش مشخصه ها ، بهتر است خواننده به کتاب Streeter و Wylie (۱۹۶۷) یا هر کتاب نوینی در مورد محاسبات عددی مراجعه نماید. بعلاوه تعدادی استاندارد و قواعد در مورد تحلیل دامنه زمانی سامانه های ناپایدار هیدرولیکی موجود است از جمله آنهایی که توسط Amies ، Levek و Struesseld (۱۹۷۷) منتشر شده اند. این روش ها در صورتی که شخص ، معادله های دیفرانسیل و مدل مطمئنی را بکار برده باشد ، بخوبی کار می کنند. در سایر موارد مانند آنچه در جریان دو فازی ، جریان با کایتاسیون ، یا در هندسه پیچیده توربو ماشین ها رخ می دهد روش های دامنه زمانی ممکن است کمتر از روش های دامنه فرکانس مفید باشند ، که در این مرحله مورد بررسی قرار می دهیم .

۹-۵ روش های دامنه فرکانس

در صورتی که فرض شبه استاتیک برای تجهیزاتی مانند پمپ یا توربین سوال برانگیز باشد و یا اگر پیچیدگی های جریان یا هندسه سامانه ، برقراری دستگاه معادله های دیفرانسیل را غیر عملی یا نامطمئن سازد ، در این صورت روشی است که اطلاعات تجربی در مورد رفتار دینامیکی دستگاه مورد لزوم خواهد بود. در عمل چنین اطلاعات آزمایشگاهی با قراردادن دستگاه تحت نوسان های گذر جریان یا ارتفاع برای دامنه ای از فرکانس ها و اندازه گیری مقادیر نوسانی در مکش و رانش به آسانی قابل حصول است. این نتایج تجربی بعداً ارائه خواهد شد. برای اهداف فعلی کافی است این نکته شناخته شود که یکی از مزایای روش های دامنه فرکانس ، توانائی آنها جهت در برگیری اطلاعات دینامیکی که بصورت آزمایشگاهی حاصل گردد و آسانی بیشتر آزمایش های لازم برای تامین داده های دینامیکی مورد لزوم می باشد. البته مزیت دیگر ، وجود مجموعه اطلاعات پایه در ارتباط با چنین روش شناسی می باشد (برای نمونه نگاه کنید به : Pipes-۱۹۴۰ ، Hennyey-۱۹۶۲ ، Paynter-۱۹۶۱ ، Brown-۱۹۶۷). همانگونه که قبلاً ذکر شد ، نقص این روش ها در این است که به اختلال های کوچک خطی در گذر جریان محدود می شوند. اگر اختلال ها خطی باشند ، تحلیل و ترکیب Fourier برای تبدیل داده های ناپایدار به مولفه های منفرد فرکانسی و بالعکس قابل استفاده است. تمام متغیر های تابع مانند سرعت u ، گذر جرمی جریان m ، فشار p ، یا فشار کل p^T ، برحسب مجموع جزء متوسط (با علامت فراز خط راست) و جزء نوسانی مختلط (با علامت فراز خط موجی) در فرکانس ω که در برگیرنده دامنه و فاز نوسان می باشد ، بیان می شوند :

$$p(s,t) = \bar{p}(s) + \text{Re}\{\tilde{p}(s,\omega)e^{j\omega t}\} \quad \dots(9-27)$$

$$p^T(s,t) = \bar{p}^T(s) + \text{Re}\{\tilde{p}^T(s,\omega)e^{j\omega t}\} \quad \dots(9-28)$$

$$m(s,t) = \bar{m}(s) + \text{Re}\{\tilde{m}(s,\omega)e^{j\omega t}\} \quad \dots(9-29)$$

که در آنها z برابر $\sqrt{-1}$ و Re مشخص کننده جزء حقیقی عدد مختلط است. از آنجائی که اختلال ها خطی فرض شده اند ($|\bar{u}| \ll |\tilde{u}|$ و $|\bar{m}| \ll |\tilde{m}|$ و غیره) بنابراین آنها را میتوان به آسانی به یکدیگر افزود بعبارت دیگر در رابطه های بالا عمل جمع زنی به ازای فرکانس های مختلف امکان پذیر است. در حالت کلی، مقدار اختلال ها تابعی از مشخصه های متوسط جریان و همچنین موقعیت مکانی s و فرکانس ω می باشد.

بایستی خاطر نشان نمائیم که قواعدی برای آزمون پاسخ فرکانسی سامانه های هیدرولیکی با کاربرد روش های دامنه فرکانس طراحی شده و موجود می باشد (برای نمونه نگاه کنید به : Amies و Green - ۱۹۷۷).

۹-۶ رتبه سامانه

اولین گام در هر تحلیل ناپایدار جریان، تقسیم سامانه به اجزاء می باشد، نقاط جداکننده دو جزء (یا بیشتر) را گره های سامانه می نامند. بعنوان نمونه، فلنج های ورودی و خروجی پمپ بعنوان گره در نظر گرفته می شود. پس از انجام این عمل، لازم است رتبه سامانه N به یکی از روش های متعدد معادل تعیین گردد. رتبه سامانه برابر کمترین تعداد مقادیر مستقل نوسانی است که بایستی در يك گره سامانه مشخص شود تا تعریف کامل جریان ناپایدار در آن نقطه تامین گردد. این نیز برابر کمترین تعداد معادله های مستقل دیفرانسیل درجه اول همزمان است که برای تعریف حرکت سیال مثلاً در طول لوله، مورد نیاز است. در این بررسی مختصر، بخش عمده بحث خود را به سامانه هائی با رتبه ۲ محدود می کنیم که در آنها متغیر های تابع عبارتند از گذر جرمی جریان و فشار یا ارتفاع کل. این نوع سامانه ها دربر گیرنده اغلب تحلیل های معمول در سامانه های هیدرولیکی می باشند. معذالك شناخت این نکته اهمیت دارد که سامانه های رتبه دو به موارد به شرح ذیل محدود می شوند:

- ۱- جریان های غیر قابل تراکم در گره های سامانه، که با فشار (یا ارتفاع) و گذر جریان تعریف شدنی باشند.
- ۲- جریان های تراکم پذیر فشارپایه که در آن $p(p)$ است، بنابراین فقط لازم است فشار (یا ارتفاع) و گذر جریان در گره های سامانه مشخص شود. این طبقه همچنین شامل ساختارهای منعطف برای تحلیل چکش آبی می باشد که در آن سطح مقطع محلی فقط تابعی از فشار محلی است. از طرف دیگر، چنانچه سطح مقطع محلی به سطح و فشار در جای دیگر سامانه بستگی داشته باشد در اینصورت سامانه از رتبه ۳ یا بیشتر خواهد بود.
- ۳- جریان های دو فازی در گره های سامانه که بتوان آنها را با مدل جریان همگن تقریب نمود که از سرعت نسبی بین فازها، در آن صرف نظر می شود. سایر مدل های دقیق تر که حرکت نسبی (بین فازها) را مجاز نمایند سامانه های با رتبه های بالاتر را ایجاد می کنند.

در اینجا خاطر نشان می سازیم که رتبه سامانه به انتخاب گره های سامانه بستگی دارد. در نتیجه يك اوپراتور یا يك كندانسور ایده آل می تواند جزء سامانه های رتبه دو قرار گیرد، بشرط این که جریان در گره ورودی يك فازی (از رتبه ۲) و جریان در گره خروجی نیز يك فازی باشد. پمپ یا توربین در حال کاویتاسیون نیز در این طبقه قرار می گیرند به شرط اینکه جریان ورودی و خروجی فقط مایع باشد.

۹-۷ ماتریس های انتقال

ماتریس انتقال برای هر جزء یا هر دستگاه، ماتریسی است که کمیت های نوسانی را در گره خروجی به کمیت های نوسانی در گره ورودی مرتبط می سازد. بنظر می رسد اولین پژوهش ها در ارتباط با چنین مفهومی در شبکه های برقی توسط Strecker و Feldtekeller (۱۹۲۹) انجام شده ضمن این که کاربرد این مفهوم در زمینه سامانه های سیالاتی به کارهای پیشگامانه Pipes (۱۹۴۰) مدیون است. این مفهوم به شرح ذیل است:

اگر کمیت ها در ورود و خروج به ترتیب با زیرنویس های $i=1$ و $i=2$ مشخص شوند و اگر $\{\tilde{q}_i^n\}$ ($n=1$ و $2 \rightarrow N$) بردار کمیت های مستقل نوسانی در ورود و خروج سامانه رتبه N باشد، در این صورت ماتریس انتقال $[T]$ بصورت زیر تعریف می شود:

$$\{\tilde{q}_2^n\} = [T]\{\tilde{q}_1^n\} \quad \dots(9-30)$$

ماتریس انتقال ماتریس مربعی از رتبه N است. بعنوان مثال، برای سامانه رتبه دومی که در آن فشار کل، \tilde{p}^T و گذر جرمی جریان، \tilde{m} بعنوان متغیرهای مستقل نوسانی انتخاب شده باشند، یک ماتریس انتقال مناسب برابر است با:

$$\begin{Bmatrix} \tilde{p}_2^T \\ \tilde{m}_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{p}_1^T \\ \tilde{m}_1 \end{Bmatrix} \quad \dots(9-31)$$

در اینجا از عبارت های تابع انتقال و ماتریس انتقال بصورت هم معنی برای نامبردن از ماتریس $[T]$ استفاده می شود. در حالت کلی این ماتریس تابع فرکانس اختلال ها، ω و شرایط متوسط جریان در دستگاه خواهد بود.

مناسب ترین کمیت های مستقل نوسانی برای سامانه هیدرولیکی رتبه ۲ معمولاً عبارتند از:

۱- فشار، \tilde{p} یا فشار کل آبی، \tilde{p}^T . توجه شود که این دو کمیت با رابطه زیر بهم مرتبط هستند:

$$\tilde{p}^T = \tilde{p} + \frac{\tilde{u}^2}{2} \tilde{\rho} + \overline{\rho u} \tilde{u} + g z \tilde{\rho} \quad \dots(9-32)$$

که در آن $\bar{\rho}$ چگالی متوسط و $\tilde{\rho}$ چگالی نوسانی است که بصورت فشار پایه به فشار \tilde{p} مرتبط است و z ارتفاع عمودی گره سامانه است. با صرف نظر کردن از جملات حاوی $\tilde{\rho}$ که در جریان های تراکم ناپذیر موجه است داریم:

$$\tilde{p}^T = \tilde{p} + \overline{\rho u} \tilde{u} \quad \dots(9-33)$$

۲- سرعت، \tilde{u} یا گذر جرمی نوسانی جریان یا گذر جرمی نوسانی جریان، \tilde{m} . اگر جریان تراکم ناپذیر باشد، در یک گره سامانه، در لوله صُلب داریم:

$$\tilde{m} = \bar{\rho} \bar{A} \tilde{u} \quad \dots(9-34)$$

مناسب ترین انتخاب عبارتست از $\{\tilde{p}, \tilde{m}\}$ یا $\{\tilde{p}^T, \tilde{m}\}$ و برای این دو بردار به ترتیب از ماتریس های انتقال $[T]$ و $[T^*]$ ، که بصورت زیر تعریف می شوند استفاده می کنیم:

$$\begin{Bmatrix} \tilde{p}_2 \\ \tilde{m}_2 \end{Bmatrix} = [T^*] \begin{Bmatrix} \tilde{p}_1 \\ \tilde{m}_1 \end{Bmatrix} \quad \text{و} \quad \begin{Bmatrix} \tilde{p}_2^T \\ \tilde{m}_2 \end{Bmatrix} = [T] \begin{Bmatrix} \tilde{p}_1^T \\ \tilde{m}_1 \end{Bmatrix} \quad \dots(9-35)$$

اگر جریان تراکم ناپذیر و سطح مقطع در محل گره صُلب باشد ، به روشنی می توان نشان داد که دو ماتریس $[T]$ و $[T^*]$ با یکدیگر بصورت زیر مرتبط می شوند:

$$T_{11} = T_{11}^* + \frac{\bar{u}_2}{A_2} T_{21}^* \quad \text{و} \quad T_{12} = T_{12}^* - \frac{\bar{u}_1}{A_1} T_{11}^* + \frac{\bar{u}_2}{A_2} T_{22}^* - \frac{\bar{u}_1}{A_1} \frac{\bar{u}_2}{A_2} T_{21}^* \quad \dots(9-36)$$

$$T_{21} = T_{21}^* \quad \text{و} \quad T_{22} = T_{22}^* + \frac{\bar{u}_1}{A_1} T_{21}^*$$

و بنابر این یکی به آسانی با کمک دیگری ساخته می شود. توجه شود دترمینان دو ماتریس $[T]$ و $[T^*]$ با یکدیگر مساوی می باشند.

۹-۸ سامانه های توزیع شده

در حالت سامانه های توزیع شده مانند لوله ، مناسب است ماتریس $[F]$ نیز تعریف شود (نگاه کنید به Brown - ۱۹۶۷) به نحوی که:

$$\frac{d}{ds} \{\tilde{q}^n\} = -[F(s)] \{\tilde{q}^n\} \quad \dots(9-37)$$

خاطر نشان می گردد ، معادله های ۹-۱۲ و ۹-۱۳ برای جریان در لوله ها، به استثنای جمله اصطکاکی ، منتهی به معادله اختلال ها بشکل معادله فوق می شوند. بعلاوه ، در بسیاری از حالت ها جمله اصطکاکی کوچک است و میتواند با جمله ای خطی در معادله اختلال ها تقریب گردد ، در چنین شرایطی جمله اصطکاکی نیز در معادله ۹-۳۷ گنجانده می شود.

در حالتی که ماتریس $[F]$ مستقل از موقعیت (s) باشد ، سامانه توزیعی بنام " سامانه یکنواخت " نامیده میشود (نگاه کنید به بخش ۹-۱۰). برای مثال ، این به معنی ثابت بودن تقریبی کمیت های ρ ، c ، a ، f و A_0 (علاوه بر خطی بودن جمله اصطکاک) در معادله های ۹-۱۲ و ۹-۱۳ است. تحت چنین شرایطی معادله ۹-۳۷ را میتوان در طول محدودی مانند ℓ انتگرال گیری نمود و بنابر این ماتریس انتقال $[T]$ بشکل مندرج در معادله ۹-۳۵ بصورت زیر بیان می گردد:

$$[T] = e^{-[F]\ell} \quad \dots(9-38)$$

که در این رابطه $e^{[F]\ell}$ بنام "ماتریس تحویل" شناخته می شود. برای یک سامانه رتبه دو ، رابطه صریح بین $[T]$ و $[F]$ بصورت زیر است:

$$\begin{aligned} T_{11} &= jF_{11}(e^{-j\lambda_2\ell} - e^{-j\lambda_1\ell})/(\lambda_2 - \lambda_1) + (\lambda_2 e^{-j\lambda_1\ell} - \lambda_1 e^{-j\lambda_2\ell})/(\lambda_2 - \lambda_1) \\ T_{12} &= jF_{12}(e^{-j\lambda_2\ell} - e^{-j\lambda_1\ell})/(\lambda_2 - \lambda_1) \\ &\dots(9-39) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{21} &= jF_{21}(e^{-j\lambda_2\ell} - e^{-j\lambda_1\ell})/(\lambda_2 - \lambda_1) \\ T_{22} &= jF_{22}(e^{-j\lambda_2\ell} - e^{-j\lambda_1\ell})/(\lambda_2 - \lambda_1) + (\lambda_2 e^{-j\lambda_2\ell} - \lambda_1 e^{-j\lambda_1\ell})/(\lambda_2 - \lambda_1) \end{aligned}$$

که λ_1 و λ_2 جواب های معادله درجه دوم زیر می باشند:

$$\lambda^2 + j\lambda(F_{11} + F_{22}) - (F_{11}F_{22} - F_{12}F_{21}) = 0 \quad \dots(9-40)$$

بعضی از مشخصه ها و خواص این توابع انتقال در بخش های بعدی مورد مطالعه قرار خواهد گرفت.

۹-۹ ترکیب ماتریس های انتقال

در صورتیکه اجزاء یک سامانه بصورت سری به یکدیگر متصل شوند ، ماتریس انتقال برای این ترکیب با ضرب کردن ماتریس های انتقال هریک از اجزاء در جهت عکس عبور جریان ازدرون آنها حاصل می گردد. بنابراین برای مثال ترکیب یک پمپ با ماتریس انتقال $[T_A]$ با خط لوله رانش با ماتریس انتقال $[T_B]$ که بعد از آن قرار گرفته باشد ، سامانه ای با ماتریس انتقال $[T_S]$ بوجود می آورد به نحوی که :

$$[T_S] = [T_B][T_A] \quad \dots(9-41)$$

ترکیب موازی دو جزء پیچیده تر است وچنین نتیجه ساده ای در پی ندارد. در ارتباط با رابطه فشار های جریان های ورودی ونیز رابطه فشار های جریان های خروجی مواردی پیش می آید. در اکثر موارد این فرض مناسبی است که ایجاد انشعابی که دو جریان ورودی ایجاد نماید، منجر به فشار های کل نوسانی یکسانی در ورود به دو جزء موازی ، \tilde{p}_1^T خواهد گردید. علاوه براین ، اگر اتلاف های ناشی از مخلوط شدن دو جریان، در نقطه اتصال جریان سو ناچیز باشد ، به نحوی که فشار کل نوسانی \tilde{p}_2^T در خروج از دو جزء موازی را بتوان معادل در نظر گرفت، بنابراین ماتریس انتقال $[T_S]$ ترکیب دو جزء موازی (که ماتریس انتقال رتبه دوم آنها $[T_A]$ و $[T_B]$ باشد) بصورت زیر حاصل می شود:

$$\begin{aligned}
TS_{11} &= (TA_{11}TB_{12} + TB_{11}TA_{12})/(TA_{12} + TB_{12}) \\
TS_{12} &= (TA_{12}TB_{12})/(TA_{12} + TB_{12}) \\
TS_{21} &= TA_{21} + TB_{21} - (TA_{11} - TB_{11})(TA_{22} - TB_{22})/(TA_{12} + TB_{12}) \quad \dots(9-42) \\
TS_{22} &= (TA_{22}TB_{12} + TB_{22}TA_{12})/(TA_{12} + TB_{12})
\end{aligned}$$

از جهت دیگر، شرایط در محل اتصال دو جریان خروجی ممکن است به نحوی باشد که فشارهای استاتیک نوسانی آنها (بجای فشارهای کل نوسانی) معادل باشند. در این صورت اگر فشارهای استاتیک ورودی نیز معادل باشند، ماتریس انتقال ترکیبی $[T_s^*]$ به ماتریسهای انتقال دو جزء $[T_A^*]$ و $[T_B^*]$ با همان رابطه ارائه شده در معادله ۹-۴۲ مرتبط می گردد. سایر ترکیبهای انتخابی نیز امکان پذیر است ولی در اینجا بررسی نمی شوند. با استفاده از قوائد ترکیبی فوق، همراه با روابط ۹-۳۶ بین ماتریسهای $[T]$ و $[T^*]$ ، توابع ترکیبی شبکه های بسیار پیچیده هیدرولیکی را می توان بصورت مشخص تعیین نمود.

۹-۱۰ خواص ماتریسهای انتقال

ماتریسهای انتقال (و ماتریسهای تحویل) دارای بعضی خواص اساسی می باشند که هنگام ساختن یا ارزیابی خواص دینامیکی یک جزء یا سامانه، کاربرد ارزشمندی دارند. ابتدا یک جزء با توزیع "یکنواخت" را جزئی تعریف می کنیم که در آن، معادله های دیفرانسیل (برای مثال، معادله های ۹-۱۲ و ۹-۱۳ یا ۹-۳۷) حاکم بر حرکت سیال، دارای ضرایبی مستقل از موقعیت (s) باشند. بنابراین برای طبقه ای از سامانه ها که توسط معادله ۹-۳۷ مشخص می گردند، ماتریس $[F]$ مستقل از s خواهد بود. برای سامانه ای از رتبه دو، تابع انتقال $[T]$ شکل صریحی که با معادله های ۹-۳۹ بیان می شود را خواهد داشت. برای تعیین دیگر خواص این طبقه از سامانه های دینامیکی، فرض کنید معادله های ۹-۳۷ به نحوی مرتب شوند که تمام کمیت های نوسانی نامعلوم بجز یکی از آنها مانند \tilde{q}^1 ، حذف گردد. در این صورت معادله حاصله به شکل زیر خواهد بود:

$$\sum_{n=0}^N a_n(s) \frac{d^n \tilde{q}^1}{ds^n} = 0 \quad \dots(9-43)$$

ضریب های $a_n(s)$ ، $(n = 0 \rightarrow N)$ در حالت کلی تابع های مختلطی از جریان متوسط و فرکانس خواهند بود. بنابراین N جواب مستقل برای برای تمام متغیر های نوسانی مستقل وجود خواهد داشت که میتوان آنها را بشکل زیر بیان نمود:

$$\{\tilde{q}^n\} = [B(s)][A] \quad \dots(9-44)$$

$[B(s)]$ ماتریس جوابهای مختلط و $\{A\}$ برداری متشکل از ثابت های مختلط اختیاری است که بایستی با استفاده از شرایط مرزی تعیین گردد. در نتیجه کمیت های نوسانی در ورود و خروج به ترتیب با زیرنویس های ۱ و ۲، بصورت زیر مشخص می شوند:

$$\{\tilde{q}_1^n\} = [B(s_1)][A] \quad \text{و} \quad \{\tilde{q}_2^n\} = [B(s_2)][A] \quad \dots(9-45)$$

و بنابر این تابع انتقال بشکل زیر می باشد:

$$[T] = [B(s_2)][B(s_1)]^{-1} \quad \dots(9-46)$$

حال برای یک سامانه با توزیع یکنواخت ضریب های a_n و ماتریس $[B]$ مستقل از s خواهند بود . در اینصورت معادله ۹-۴۳ دارای جوابی به صورت زیر است:

$$[B(s)] = [C][E] \quad \dots(9-47)$$

$[C]$ ماتریسی معلومی متشکل از ثابت ها است ، و $[E]$ ماتریسی قطری است که عناصر قطر آن بشکل زیر می باشد:

$$E_{nn} = e^{j\gamma_n s} \quad \dots(9-48)$$

γ_n برای N تا $n=1$ جواب های رابطه انتشار زیر می باشند:

$$\sum_{n=0}^N a_n \gamma^n = 0 \quad \dots(9-49)$$

γ_n اعداد موج برای N نوع از فرکانس موج ω است که در سامانه یکنواخت منتشر می شود. در حالت کلی هریک از این موج ها دارای سرعت موج متمایزی است که از رابطه $c_n = -\omega / \gamma_n$ تعیین می شود. از معادله های ۹-۴۶ ، ۹-۴۷ و ۹-۴۸ نتیجه می شود که ماتریس انتقال برای سامانه ای با توزیع یکنواخت بایستی بشکل زیر باشد:

$$[T] = [C][E^*][C]^{-1} \quad \dots(9-50)$$

$[E^*]$ ماتریسی قطری است که عناصر قطر آن بشکل زیر بیان می گردند:

$$E_{nn}^* = e^{j\gamma_n \ell} \quad \dots(9-51)$$

و در آن $\ell = s_2 - s_1$ است.

یک خاصیت تشخیصی مهم از شکل ماتریس انتقال ۹-۵۰ برای سامانه با توزیع یکنواخت حاصل می شود. دترمینان ، D_T ماتریس انتقال $[T]$ برابر عبارت زیر است:

$$D_T = \exp\{j(\gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_N)\ell\} \quad \dots(9-52)$$

بنابر این مقدار این دترمینان با مجموع اعداد موج N ، موج مختلف مرتبط است که میتواند در سامانه با توزیع یکنواخت منتشر گردد. بعلاوه اگر تمام این اعداد موج γ_n اعداد حقیقی خالص باشند داریم :

$$|D_T| = 1 \quad \dots(9-53)$$

این خاصیت که مدول دترمینان تابع انتقال برابر واحد باشد با عنوان " شبه تقابل " نامیده می شود و در زیر با تفصیل بیشتری مورد بحث قرار می گیرد. خاطر نشان می گردد که این حالتی است که فقط در غیاب هرگونه میرائی موج ، یعنی زمانی که γ_n و c_n اعداد حقیقی خالص باشند، صادق است.

حال به بیان خاصیت دیگری می پردازیم ، سامانه ای را " متقابل " گویند که در ماتریس $[Z]$ که بصورت زیر تعریف می شود :

$$\begin{Bmatrix} \tilde{p}_1^T \\ \tilde{p}_2^T \end{Bmatrix} = [Z] \begin{Bmatrix} \tilde{m}_1 \\ -\tilde{m}_2 \end{Bmatrix} \quad \dots(9-54)$$

امپدانس های انتقال Z_{12} و Z_{21} مساوی هستند (برای عمومیت دادن به این خاصیت در سامانه های با رتبه بزرگتر نگاه کنید : به Brown-۱۹۶۷) . این مشابه شرایطی است که دترمینان D_T ماتریس انتقال $[T]$ برابر واحد باشد .

$$D_T = 1 \quad \dots(9-55)$$

بعداً خواهیم دید که تعدادی از اجزا که کاربرد رایجی دارند، دارای تابع انتقال متقابل می باشند . به منظور وسعت بخشیدن به چشم انداز ، خاصیت "شبه تقابل " را برای نامیدن اجزائی معرفی نمودیم ، که در آنها مدول دترمینان برابر واحد است.

$$|D_T| = 1 \quad \dots(9-56)$$

قبلاً خاطر نشان نمودیم که اجزای با توزیع یکنواخت که اعداد موج آنها حقیقی خالص هستند ، شبه تقابلی می باشند. توجه نمائید که یک جزء با توزیع یکنواخت زمانی صرفاً متقابل است که اعداد موج آن بسمت صفر میل کنند، مثلاً در جریان های غیر قابل تراکم که سرعت انتشار موج بسمت بینهایت میل می کند.

با استفاده از نتایج بخش ۹-۹ میتوانیم به این نتیجه برسیم که ترکیب سری یا موازی اجزاء متقابل ، سامانه متقابلی حاصل خواهد نمود . همچنین ترکیب سری اجزاء شبه متقابل سامانه شبه متقابل خواهد ساخت. معذالک ترکیب موازی اجزاء شبه متقابل لزوماً منجر به سامانه شبه متقابل نخواهد گردید.

خاصیت محدود کننده تر از تقابل ، خاصیت "تقارن" است جزء "متقارن" جزئی است که اگر به نحوی گردانده شود که خروجی آن به ورودی تبدیل گشته و جهت متداول متغیر های جریان معکوس شود (Brown-۱۹۶۷) دارای خواص دینامیکی یکسانی باشد. در اینصورت درمقایسه با ماتریس انتقال عادی $[T]$ ، تحت این شرایط معکوس، ماتریس موثر انتقال برابر $[TR]$ می باشد که رابطه زیر برای آن صادق است:

$$\begin{Bmatrix} \tilde{p}_1^T \\ -\tilde{m}_1 \end{Bmatrix} = [TR] \begin{Bmatrix} \tilde{p}_2^T \\ -\tilde{m}_2 \end{Bmatrix} \quad \dots(57)$$

و با مقایسه این با تعریف ۹-۳۱ ملاحظه می کنیم :

$$TR_{11} = T_{22} / D_T \quad \text{و} \quad TR_{12} = T_{12} / D_T \quad \dots(9-58)$$

$$TR_{21} = T_{21} / D_T \quad \text{و} \quad TR_{22} = T_{11} / D_T$$

بنابراین تقارن یعنی $[T] = [TR]$ ایجاب می کند که روابط زیر برقرار باشد:

$$T_{11} = T_{22} \quad \text{و} \quad D_T = 1 \quad \dots(9-59)$$

در نتیجه علاوه بر شرط $D_T = 1$ که برای حصول تقابل بایستی برقرار باشد برای حصول تقارن لازمست که $T_{11} = T_{22}$ باشد.

مانند آنچه در حالت تقابل و شبه تقابل انجام گردید ، بررسی خاصیت سامانه ای که از اجزاء متقارن تشکیل شده است مفید می باشد. خاطر نشان می گردد که وفق قوانین ترکیب که در بخش ۹-۹ ذکر شد ، ترکیب موازی اجزای متقارن ، متقارن خواهد بود اگرچه ترکیب سری ممکن است این خاصیت را حفظ ننماید. در این ارتباط تقارن ، متضاد شبه تقابل است که در آن عکس این شرایط صادق است.

در حالتی که سامانه با توزیع یکنواخت باشد ، Brown (۱۹۶۷) نشان داده است لازمه تقارن برقراری رابطه زیر است:

$$F_{11} = F_{22} = 0 \quad \dots(9-60)$$

بنابراین جواب معادله ۹-۴۰ برای λ برابر $\lambda = \pm \lambda^*$ است که مقدار $\lambda^* = (F_{21}F_{12})^{1/2}$ بنام " عامل انتشار " شناخته می شود و در اینصورت تابع انتقال ۹-۳۹ بصورت زیر خواهد بود:

$$\begin{aligned} T_{11} &= T_{22} = \cosh \lambda^* \ell \\ T_{12} &= Z_C \sinh \lambda^* \ell \\ T_{21} &= Z_C^{-1} \sinh \lambda^* \ell \end{aligned} \quad \dots(9-61)$$

که در آن $Z_C = (F_{12} / F_{21})^{1/2} = (T_{12} / T_{21})^{1/2}$ است که به نام "امپدانس مشخصه" شناخته می شود.

علاوه بر خواص فوق الذکر توابع انتقال ، خواص دیگری مربوط به شار خالص انرژی نوسانی از درون جزء یا سامانه وجود دارد . این خواص پس از بررسی تعدادی از توابع انتقالی نمونه برای اجزاء و سامانه های هیدرولیکی، مورد بحث قرار خواهند گرفت.

۹-۱۱ چند ماتریس انتقال ساده

جریان سیال غیر قابل تراکم در یک لوله صلب و مستقیم با شکل های زیر از معادله ۹-۶ و ۹-۷ بیان می گردد.

$$\frac{\partial u}{\partial s} = 0 \quad \dots(9-62)$$

$$\frac{\partial p^T}{\partial s} = -\frac{\rho f u |u|}{4a} - \rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad \dots(9-63)$$

اگر نوسان های سرعت در مقایسه با سرعت متوسط که با U بیان شده و در جهت ورود به خروج مثبت در نظر گرفته می شود ، کوچک باشد و جمله $u|u|$ خطی شود ، در نتیجه معادله های فوق به تابع انتقال زیر منتهی می شوند:

$$[T] = \begin{bmatrix} 1 & -(R + j\omega L) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots(9-64)$$

عبارت $(R + j\omega L)$ ، امپدانسی است شامل دو جزء R (مقاومت) و L (لختی) ، که با رابطه های زیر بیان می شوند .

$$R = \frac{fU\ell}{2aA} \quad \text{و} \quad L = \frac{\ell}{A} \quad \dots(9-65)$$

که A ، a و ℓ در رابطه های فوق به ترتیب عبارتند از ، سطح مقطع ، شعاع و طول لوله . اگر تعدادی لوله متفاوت بصورت سری بدنبال هم قرار گیرند روابط فوق برای ترکیب آنها بصورت ذیل خواهد بود:

$$R = Q \sum_i \frac{f_i \ell_i}{2a_i A_i^2} \quad \text{و} \quad L = \sum_i \frac{\ell_i}{A_i} \quad \dots(9-66)$$

که در آن، Q گذر جریان متوسط است. برای لوله ای با سطح مقطع غیر یکنواخت ، روابط فوق بصورت زیر خواهد بود:

$$R = Q \int_0^\ell \frac{f(s)ds}{2a(s)(A(s))^2} \quad \text{و} \quad L = \int_0^\ell \frac{ds}{A(s)} \quad \dots(9-67)$$

توجه شود که تمام این چنین لوله هائی اجزاء متقابل و متقارن محسوب می شوند.

دومین جزء هیدرولیکی رایج دستگاه " انعطاف پذیر " ساده است که نمونه آن انباره یا مخزن موج گیر می باشد. این دستگاهی است که در خط لوله نصب می شود و حجمی از سیال ، V_L راکه با فشار محلی، p در لوله تغییر می کند، در خود ذخیره میکند. میزان انعطاف ، C از رابطه زیر تعریف می شود :

$$C = \rho \frac{dV_L}{dp} \quad \dots(9-68)$$

اگر انباره محتوی گاز با حجم متوسط \bar{V}_G و رفتار آن وفق شاخص پلی تروپیک k باشد ، نتیجه می شود که:

$$C = \rho \bar{V}_G / k \bar{p} \quad \dots(9-69)$$

که در آن \bar{p} فشار متوسط است . در حالت یک مخزن موج گیر که سطح آزاد آن A_S باشد نتیجه می شود:

$$C = A_S / g \quad \dots(9-70)$$

روابط در طرفین چنین دستگاه های انعطاف پذیری بصورت زیر می باشد:

$$\tilde{m}_2 = \tilde{m}_1 - j\omega C \tilde{p}^T \quad \text{و} \quad \tilde{p}_1^T = \tilde{p}_2^T = \tilde{p}^T \quad \dots(9-71)$$

بنابر این ، با استفاده از تعریف ۹-۳۵ ، ماتریس انتقال $[T]$ برابر است با:

$$[T] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -j\omega C & 1 \end{bmatrix} \quad \dots(9-72)$$

این جزء نیز هم متقابل و هم متقارن است و معادل خازنی با اتصال زمین در مدار های برقی می باشد.

سامانه هائی که از مجموعه های مقاومت ، R ، لختی ، L و انعطاف پذیری ، C تشکیل شوند سامانه های LRC نامیده می شوند . هریک از این سه جزء به تنهائی هم متقابل و هم متقارن می باشد. نتیجه می شود که سامانه ای که از ترکیب این سه جزء ایجاد شود نیز متقابل خواهد بود (نگاه کنید به بخش ۹-۱۰) بنابر این تمام سامانه های LRC متقابل می باشد . همچنین توجه شود اگرچه اجزاء به تنهائی متقارن می باشند ، سامانه های LRC متقارن نیستند زیرا ترکیب سری اجزاء متقارن در حالت عمومی متقارن نمی باشد (نگاه کنید به ۹-۱۰).

طبقه محدود تری از سامانه ها ، آنهایی می باشند که فقط از لختی ، L و انعطاف پذیری C تشکیل شوند. این سامانه ها " بدون اتلاف " نامیده می شوند و دارای خواص ویژه چندی می باشند (برای نمونه نگاه کنید به Pipe - ۱۹۶۳) اگرچه این ها در سامانه های هیدرولیکی به ندرت کاربرد دارند.

بعنوان نمونه ی پیچیده تر ، جریان تراکم پذیر بدون اصطکاک ($f=0$) را در لوله یکنواخت مستقیمی که سطح مقطع آن A_0 باشد در نظر می گیریم . به آسانی می توان نشان داد که ماتریس انتقال بصورت زیر است:

$$\begin{aligned} T_{11}^* &= (\cos \theta + jM \sin \theta) e^{j\theta M} \\ T_{12}^* &= -j\bar{U} \sin \theta e^{j\theta M} / A_0 M \end{aligned} \quad \dots(9-73)$$

$$\begin{aligned} T_{21}^* &= -jA_0 M (1 - M^2) \sin \theta e^{j\theta M} / \bar{U} \\ T_{22}^* &= (\cos \theta - jM \sin \theta) e^{j\theta M} \end{aligned}$$

که در آن \bar{U} سرعت متوسط سیال ، $M = \bar{U} / c$ عدد ماخ و θ فرکانس بی بُعد شده طبق رابطه زیر می باشد.

$$\theta = \omega \ell / c (1 - M^2) \quad \dots(9-74)$$

توجه شود که که کلیه پاسخ های صوتی را میتوان به آسانی از این تابع های انتقال استخراج نمود. برای مثال اگر دو انتهای لوله به مخزن هائی متصل شده باشد ، به نحوی که فشار های نوسانی در ورود و خروج صفر باشند بنابراین تابع انتقال وفق معادله ۹-۳۵ فقط زمانی می تواند با گذر جرمی نوسانی ورودی برابر صفر ، تطبیق یابد که $T_{12}^* = 0$ باشد. طبق معادله ۹-۷۳ این فقط در حالتی وقوع می یابد که : $\sin \theta = 0$ و $\theta = n\pi$ باشد ، یا بعبارت دیگر :

$$\omega = n\pi c (1 - M^2) / \ell \quad \dots(9-75)$$

که حالت های طبیعی نوسانی لوله آرگ برای چنین لوله ای است. همچنین توجه شود که دترمینان این ماتریس انتقال برابر است با:

$$D_T = D_{T^*} = e^{2j\theta M} \quad \dots(9-76)$$

از آنجائی که هیچگونه میرائی در اینجا در نظر گرفته نشده ، این جزء یک سامانه توزیع شده بدون میرائی است ، و بنابراین شبه متقابل می باشد. در فرکانس ها و عدد های ماخ کم ، تابع انتقال ۹-۷۳ بصورت زیر ساده می شود:

$$T_{11}^* \rightarrow 1 \quad \text{و} \quad T_{12}^* \rightarrow -\frac{j\omega \ell}{A_0}$$

$$T_{21}^* \rightarrow -j\left(\frac{A_0 \ell}{c^2}\right)\omega \quad \text{و} \quad T_{22}^* \rightarrow 1 \quad \dots(9-77)$$

بنابر این شامل لختی ℓ / A_0 و انعطاف پذیری $A_0 \ell / c^2$ است. اگر اصطکاک نیز در نظر گرفته شود (همانگونه که در اکثر تحلیل های چکش آبی لازم است) ، تابع های انتقال بصورت زیر در می آید:

$$\begin{aligned} T_{11}^* &= (k_1 e^{k_1} - k_2 e^{k_2}) / (k_1 - k_2) \\ T_{12}^* &= -\bar{U}(j\theta + f^*)(e^{k_1} - e^{k_2}) / A_0 M(k_1 - k_2) \\ T_{21}^* &= -j\theta A_0 M(1 - M^2)(e^{k_1} - e^{k_2}) / \bar{U}(k_1 - k_2) \\ T_{22}^* &= (k_1 e^{k_2} - k_2 e^{k_1}) / (k_1 - k_2) \end{aligned} \quad \dots(9-78)$$

که در آن ها $f^* = f\ell M / 2a(1 - M^2)$ ، k_1 ، k_2 جواب های معادله درجه دوم زیر می باشند:

$$k^2 - kM(2j\theta + f^*) - j\theta(1 - M^2)(j\theta + f^*) = 0 \quad \dots(9-79)$$

دترمینان این ماتریس انتقال ($[T^*]$) برابر است با:

$$D_{T^*} = e^{k_1 + k_2} \quad \dots(9-80)$$

توجه شود که این جزء در حد نامیرائی ($f \rightarrow 0$) ، فقط شبه متقابل است.

۹-۱۲ شار انرژی نوسانی

روشن است که مشخص نمودن شار خالص انرژی ورودی به و یا خروجی از یک جزء سامانه هیدرولیکی موضوع با اهمیتی است (نگاه کنید به Brennen و Braisted - ۱۹۸۰). اگر سیال تراکم ناپذیر بوده ، و سامانه رتبه ۲ با گذر جرمی m و فشار کل p^T مشخص گردد ، بنابر این شار انرژی آنی از درون هر گره سامانه با عبارت mp^T / ρ بیان می گردد که چگالی در آن ثابت فرض شده است. با جایگزینی بسط های ۹-۲۸ و ۹-۲۹ برای p^T و m به آسانی میتوان ملاحظه نمود شار متوسط انرژی ناشی از نوسان ها ، E ، با رابطه زیر بیان می گردد:

$$E = \frac{1}{4\rho} \{ \widetilde{m\tilde{p}}^T + \widetilde{m\tilde{p}}^T \} \quad \dots(9-81)$$

فراز خط راست (-) در این رابطه بمعنی مزدوج عدد مختلط است. فرا نهاده بر E نوسان هائی از شار انرژی است که متوسط زمانی آنها برابر صفر باشد ، ولی در اینجا به اینگونه نوسان ها نمی پردازیم. شار متوسط انرژی نوسانی ، E از نقطه نظر ارزیابی پایداری سامانه حائز اهمیت است.

در نتیجه شار خالص انرژی نوسانی حاصل از سیال وارده به یک جزء، با رابطه زیر بیان می گردد:

$$E_1 - E_2 = \Delta E = \frac{1}{4\rho} [\tilde{m}_1 \tilde{p}_1^T + \tilde{m}_1 \tilde{p}_1^T - \tilde{m}_2 \tilde{p}_2^T - \tilde{m}_2 \tilde{p}_2^T] \quad \dots(9-82)$$

و اگر از شکل تابع انتقال ۹-۳۱ برای نوشتن رابطه فوق برحسب مقادیر نوسانی ورودی استفاده شود:

$$\Delta E = \frac{1}{4\rho} [-\Gamma_1 \tilde{p}_1^T \tilde{p}_1^T - \Gamma_2 \tilde{m}_1 \tilde{m}_1 + (1 - \Gamma_3) \tilde{m}_1 \tilde{p}_1^T + (1 - \Gamma_3) \tilde{m}_1 \tilde{p}_1^T] \quad \dots(9-83)$$

که در آن:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= T_{11} \bar{T}_{21} + T_{21} \bar{T}_{11} \\ \Gamma_2 &= T_{22} \bar{T}_{12} + T_{12} \bar{T}_{22} \\ \Gamma_3 &= \bar{T}_{11} T_{22} + \bar{T}_{21} T_{12} \end{aligned} \quad \dots(9-84)$$

و

$$|\Gamma_3|^2 = |D_T|^2 + \Gamma_1 \Gamma_2 \quad \dots(9-85)$$

با استفاده از روابط فوق میتوانیم به نتایج زیر دست یابیم:

۱- برای جزء یا سامانه ای که "محافظه کار" است (به این معنی که تحت تمام شرایط و به ازای هر مقدار فشارکل نوسانی و گذر جرمی ورودی، $\Delta E = 0$ باشد) لزوماً بایستی روابط زیر برقرار باشد.

$$\Gamma_3 = 1 \quad \text{و} \quad \Gamma_1 = \Gamma_2 = 0 \quad \dots(9-86)$$

و این روابط به نوبه خود الزام می نمایند که نه تنها سامانه یا جزء "شبه متقابل" باشد ($|D_T| = 1$) بلکه همچنین روابط زیر صادق باشند:

$$\frac{\bar{T}_{11}}{T_{11}} = -\frac{\bar{T}_{12}}{T_{12}} = -\frac{\bar{T}_{21}}{T_{21}} = \frac{\bar{T}_{22}}{T_{22}} = \frac{1}{D_T} \quad \dots(9-87)$$

این شرایط عملاً هرگز در سامانه های واقعی هیدرولیکی رخ نمی دهد، اگرچه هر ترکیبی از لختی ها و انعطاف پذیری ها یک سامانه محافظه کار را تشکیل می دهد. این موضوع به آسانی به این شرح بیان می شود. هر لختی یا انعطاف پذیری دارای $D_T = 1$ ، T_{11} و T_{22} حقیقی خالص است، به نحوی که $T_{11} = \bar{T}_{11}$ و $T_{22} = \bar{T}_{22}$ می باشند و T_{12} و T_{21} موهومی خالص است، به نحوی که $T_{12} = -\bar{T}_{12}$ و $T_{21} = -\bar{T}_{21}$ می باشند. بنابراین برای لختی ها و انعطاف پذیری های انفرادی، معادله های ۹-۸۶ و ۹-۸۷ صدق می کنند. بعلاوه از ترکیب قوائد بخش ۹-۹ به آسانی میتوان ملاحظه نمود که تمام ترکیب های اجزائی که دارای T_{11} و T_{22} حقیقی خالص و T_{12} و T_{21} موهومی خالص باشند، خواص مشابهی خواهند داشت. در نتیجه، هر ترکیب لختی و انعطاف پذیری، محافظه کار بوده و معادله های ۹-۸۶ و ۹-۸۷ برایش صادق است.

۲- اگر ΔE برای کلیه مقادیر ممکن فشار کل و گذر جرمی ورودی مثبت باشد، جزء یا سامانه "کاملاً انفعالی" محسوب می شود. یعنی برای حفظ هرگونه نوسان حالت پایدار، بایستی انرژی خالص از خارج از سامانه به سیال تامین گردد. برای یافتن مشخصه های تابع انتقالی که "انفعال کامل" را موجب شود عبارت ۸۳-۹ به شکل زیر نوشته می شود:

$$\Delta E = \frac{|\tilde{p}_1^T|^2}{4\rho} [-\Gamma_1 - \Gamma_2 x\bar{x} + (1 - \Gamma_3)x + (1 - \bar{\Gamma}_3)\bar{x}] \quad \dots(9-88)$$

که در آن $x = \tilde{m}_1 / \tilde{p}_1^T$ است. بنابراین نتیجه می شود، علامت ΔE با تعیین علامت عبارت داخل پرانتز مشخص می گردد. بعلاوه اگر $\Gamma_2 < 0$ باشد به آسانی می توان دریافت که این عبارت دارای یک کمینه بوده و به ازای کلیه مقادیر x مثبت است، به این شرط که:

$$\Gamma_1 \Gamma_2 > |1 - \Gamma_3|^2 \quad \dots(9-89)$$

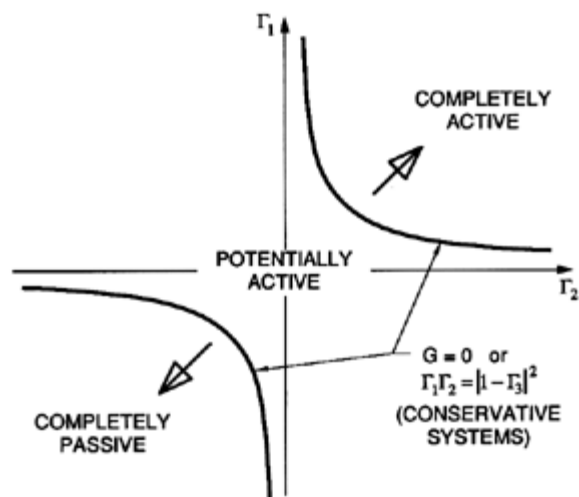
و از آنجائی که $\Gamma_2 < 0$ است، بنابراین بایستی $\Gamma_1 < 0$ باشد. در این صورت نتیجه می شود که شرایط لازم و کافی برای این که جزء یا سامانه کاملاً انفعالی باشد، عبارت است از:

$$\Gamma_1 < 0 \quad \text{و} \quad G < 0 \quad \dots(9-90)$$

که در آن، داریم:

$$G = |1 - \Gamma_3|^2 - \Gamma_1 \Gamma_2 = |D_T|^2 + 1 - 2\text{Re}\{\Gamma_3\} \quad \dots(9-91)$$

همچنین شرایط ۹۰-۹۱ ایجاب می کند که $\Gamma_2 < 0$ باشد. بالعکس در جزء یا سامانه ای که "کاملاً فعال" است همواره $\Delta E < 0$ است و این فقط و فقط زمانی رخ می دهد که $\Gamma_1 > 0$ و $G < 0$ باشد که بمعنی $\Gamma_2 > 0$ می باشد. البته این خاصیت ها تنها حالات ممکن نمی باشند. جزء یا سامانه ای که کاملاً انفعالی و یا کاملاً فعال نیست می تواند "بالقوه فعال" باشد. بعبارت دیگر، ΔE می تواند به ازای ترکیب صحیحی از فشار کل و گذر جرمی نوسانی ورودی، منفی شود که به نوبه خود بستگی به بقیه سامانه ای دارد که به آن، جزء یا سامانه خاص مورد نظر مرتبط است. از آنجائی که Γ_1 تقریباً همواره منفی است، بنابراین مشخص می گردد که اغلب اجزاء برحسب علامت کمیت G ، که در این صورت "فعالیت دینامیک" نامیده می شود، یا کاملاً انفعالی و یا بالقوه فعال می باشند. این شرایط بصورت ترسیمی در شکل ۳-۹ نشان داده شده است.



شکل ۹-۳ شرایط نموداری برای اجزاء یا سامانه های کاملاً فعال ، کاملاً انفعالی و بالقوه فعال .

البته در عمل هم تابع انتقال و خواصی مانند فعالیت دینامیک (G) نه تنها تابع فرکانس بلکه تابع شرایط متوسط جریان نیز خواهند بود. بنابراین پتانسیل ناپایداری سامانه بایستی با ردیابی از طریق گراف G در مقابل فرکانس و در شرایط متوسط جریان ارزیابی شود، که به ازای آن ها کمیت G در دامنه فرکانس ها ئی که برای آنها اطلاعات تابع انتقال موجود است ، منفی می گردد.

اگرچه تحلیل فوق بیان گر عمومی ترین رویکرد برای بررسی پایداری سامانه ها یا اجزاء آنها است نتایج حاصله به آسانی برحسب ضوابط رایج مشخصه های سامانه یا اجزاء تعبیر نمی شود. بنابر این ملاحظه دو زیر مجموعه خاص حالت عمومی آموزنده است ، این نه فقط بلحاظ سهولت نتایج بلکه همچنین بدلیل فراگیر بودن این حالت های خاص می باشد. ابتدا سامانه یا جزئی را بررسی می کنیم که مایعی را به مخزن بزرگ با ارتفاع ثابت تخلیه می کند ، به نحوی که فشار کل نوسانی در خروج برابر صفر است. از عبارت ۹-۸۲ رابطه زیر نتیجه می شود:

$$\Delta E = \frac{|\tilde{m}_1|^2}{2\rho} \operatorname{Re}\{\tilde{p}_1^T / \tilde{m}_1\} \quad \dots(9-92)$$

توجه شود که ΔE همواره عدد حقیقی خالص است و علامت آن فقط بستگی به بخش حقیقی " امپدانس ورودی " دارد .

$$\tilde{p}_1^T / \tilde{m}_1 = -T_{12} / T_{11} \quad \dots(9-93)$$

در نتیجه جزء یا سامانه ای که با ارتفاع ثابت تخلیه می کند اگر " مقاومت ورودی " آن به شکل زیر مثبت باشد ، بصورت دینامیکی پایدار است .

$$\operatorname{Re}\{-T_{12} / T_{11}\} > 0 \quad \dots(9-94)$$

این رابطه که بین شار خالص انرژی نوسانی، مقاومت ورودی و پایداری سامانه است بلحاظ سهولت در تعبیر فیزیکی آن، ارزشمند می باشد. در عمل گراف مقاومت ورودی در مقابل فرکانس را برای تغییرات با شرایط جریان متوسط، می توان پایش نمود. ناپایداری ها در فرکانس هائی پدیدار می شوند که به ازای آنها، مقاومت ورودی سامانه منفی گردد. حالت خاص دوم حالتی است که در آن، مایعی از مخزنی به ارتفاع ثابت وارد جزء یاسامانه می شود (بر عکس حالت قبل که تخلیه می گردید). در این صورت:

$$\Delta E = \frac{|\tilde{m}_2|^2}{2\rho} \text{Re}\{-\tilde{p}_2^T / \tilde{m}_2\} \quad \dots(9-95)$$

و پایداری بستگی به علامت جزء حقیقی "امپدانس خروجی" دارد.

$$-\tilde{p}_2^T / \tilde{m}_2 = -T_{12} / T_{22} \quad \dots(9-96)$$

بنابراین جزء یا سامانه ای با ارتفاع ثابت در ورودی اش، زمانی پایدار است که "مقاومت تخلیه" آن مثبت باشد یا:

$$\text{Re}\{-T_{12} / T_{22}\} > 0 \quad \dots(9-97)$$

چون در عمل T_{11} و T_{22} برای بسیاری از اجزاء و سامانه ها نزدیک به واحد می باشند، شرایط ۹-۹۴ و ۹-۹۷ به این شرط تقریبی تقلیل می یابد که برای پایداری سامانه بایستی مقاومت سامانه $\text{Re}\{-T_{12}\}$ ، مثبت باشد. اگرچه این شرایط همواره برقرار نیست ولی شرط تقریبی در اکثر موارد مناسب ترو ارزیابی آن سهل تر از شرایط دقیق تری است که به تفصیل در فوق مورد بحث قرار گرفت و به معادله های ۹-۹۴ و ۹-۹۷ منتهی گردید. به ویژه توجه شود که مقاومت سامانه را می توان از مشخصه های عملکرد حالت پایدار تعیین نمود، بعنوان مثال، در حالت پمپ یا توربین مستقیماً به شیب منحنی مشخصه ارتفاع-جریان مرتبط است و ناپایداری ها در این تجهیزات که ناشی از کار در رژیمی است که شیب منحنی مشخصه مثبت و لذا $\text{Re}\{-T_{12}\}$ منفی است، خوب شناخته شده (Greitzer - ۱۹۸۱) و پیش از این تشریح گردیده است (بخش ۸-۶).

معذالک تشخیص این نکته حائز اهمیت است که معیار تقریبی ناپایداری، $\text{Re}\{-T_{12}\} > 0$ ، اگرچه رهنمود مفیدی برای بسیاری از شرایط است، به هیچ وجه در تمام موارد دقیق نیست. یک حالت مهم و در خور توجه که این معیار دقیق نمی باشد پدیده خود نوسانی است که در بخش ۷-۸ تشریح گردید. این پدیده ناشی از مثبت بودن شیب منحنی مشخصه ارتفاع-جریان نمی باشد بلکه حتی در حالتی که این شیب منفی باشد هم رخ می دهد و ناشی از تغییرات در سایر اجزاء تابع انتقال بوده و توسط کاویتاسیون القاء می گردد. این شرایط در بخش ۹-۱۴ با تفصیل بیشتری مورد بحث قرار خواهد گرفت.

۹-۱۳ پمپ های بدون کاویتاسیون

حال سوال های مرتبط با توابع انتقال برای پمپ ها یا دیگر توربوماشین ها را مورد مطالعه قرار می دهیم. در جریان های ساده سیال که در بخش ۹-۱۱ مطالعه شدند، توانستیم به منظور ساختن توابع انتقال اجزاء ساده، از معادله های شناخته شده حاکم بر جریان استفاده کنیم. در حالتی که سیال ها یا هندسه های پیچیده تری موجود باشند، لزوماً نمی توان معادله های مناسب جریان یک بُعدی را بکار بریم و در نتیجه بایستی به نتایجی که از کاربردهای کلی تر قوانین بقاء حاصل می شوند یا اندازه گیری های تجربی ماتریس های انتقال، متوسل شویم. ابتدا ماتریس انتقال، $[TP]$

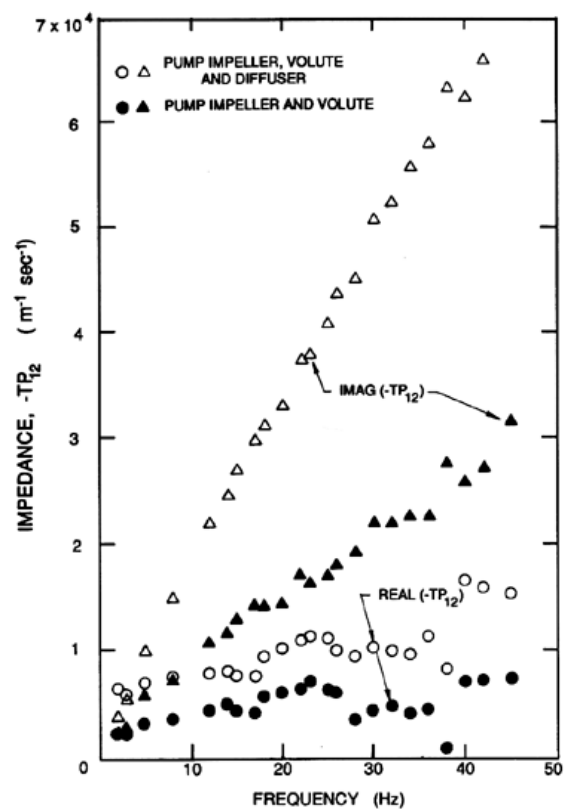
را برای جریان تراکم ناپذیر در پمپ (تمام توابع انتقال پمپ هابه شکل $[T]$ خواهند بود، که در معادله ۹-۳۵ تعریف شد) که به روشنی نه تنها تابع فرکانس ω ، بلکه همچنین تابع نقطه عملکرد متوسط که با ضریب جریان ϕ مشخص می گردد و عدد کلویتاسیون σ است. در فرکانس های خیلی کم، میتوان استدلال نمود که نقطه کار پمپ به سادگی در امتداد منحنی مشخصه عملکرد، بالا و پائین می رود به نحوی که برای اختلال های با دامنه کوچک و در غیاب کلویتاسیون، تابع انتقال بصورت زیر می باشد:

$$[TP] = \begin{bmatrix} 1 & \frac{d(\Delta p^T)}{dm} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots(9-98)$$

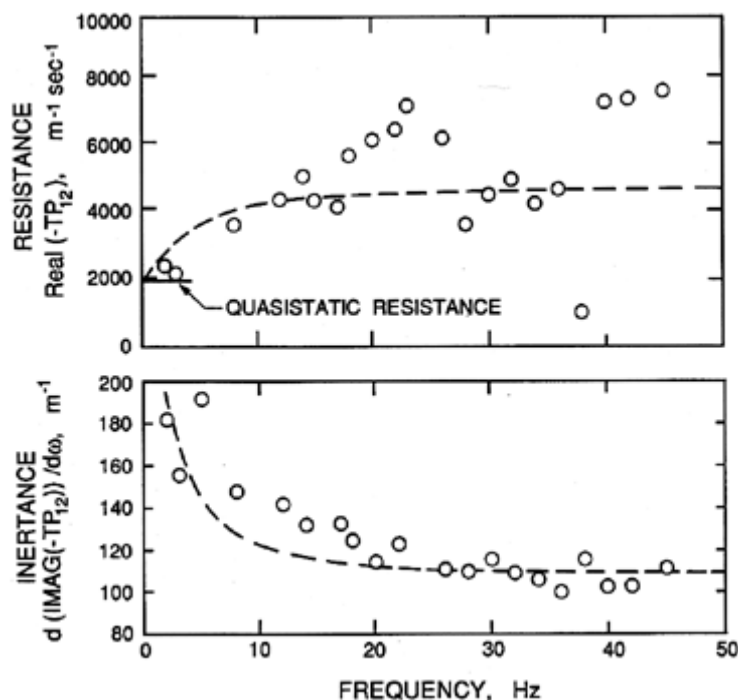
که $d(\Delta p^T)/dm$ شیب منحنی مشخصه کار پمپ در حالت پایدار است که افزایش فشار کل را در مقابل گذر جرمی مشخص می نماید. بنابراین مقاومت پمپ را بشکل $R_p = -d(\Delta p^T)/dm$ تعریف می کنیم که R_p معمولاً تحت شرایط جریان طراحی مثبت است، ولی همان گونه که پیش تر ذکر شد (بخش ۸-۶)، در گذر های جریان کم، این مقاومت ممکن است منفی باشد. در فرکانس های محدود، اجزاء TP_{21} و TP_{22} به ترتیب صفر و یک باقی خواهند ماند زیرا در صورتی که جریان و ساختار تراکم ناپذیر باشد و کلویتاسیون رُخ ندهد، جریان آنی به داخل و به خارج از پمپ بایستی یکسان باشد. بعلاوه در یک جریان تراکم ناپذیر TP_{11} برابر واحد باقی خواهد ماند زیرا اختلاف فشار های کل بایستی نسبت به سطح فشار مستقل باشد. در این صورت نتیجه می شود که تابع انتقال در فرکانس های بالاتر بایستی به شکل زیر باشد:

$$[TP] = \begin{bmatrix} 1 & -I_p \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots(9-99)$$

که امپدانس پمپ I_p ، در حالت عمومی متشکل از یک بخش مقاومتی R_p ، و یک بخش غیر فعال (راکتیو)، $j\omega L_p$ خواهد بود. مقاومت R_p و لختی L_p می توانند تابع فرکانس ω ، و شرایط متوسط جریان باشند. این مدل ساده امپدانسی برای پمپ ها همراه با توابع انتقال مربوط به لوله های مکش و رانش (معادله ۹-۷۳)، برای ایجاد مدل دینامیکی سامانه پمپاژ بکار رفته است. برای نمونه Dussourd (۱۹۶۸) از روش های دامنه فرکانس برای تحلیل مسائل ضربانی در سامانه های پمپ تغذیه دیگ بخار استفاده نمود. در سالهای بعد Sano (۱۹۸۳) از توابع انتقال برای تعیین فرکانس های طبیعی سامانه پمپاژ استفاده نمود که نتایج آن با مشاهدات تجربی سازگار بود.



شکل ۴-۹ اندازه گیری های امپدانس که توسط *Anderson* ، *Blade* و *Stevens* (۱۹۷۱) روی یک پمپ سانتریفوژ انجام شده (قطر پروانه ۱۸/۹ سانتی متر) که در ضریب جریان ۰/۴۲۲ و سرعت ۳۰۰۰ rpm کار می کرده است. بخش حقیقی یا مقاومتی ($-T_{12}$) و بخش موهومی یا راکتیو (T_{12}) در مقابل فرکانس اختلال ها ترسیم شده اند.



شکل ۹-۵ مقادیر لختی و مقاومت نمونه برگرفته از داده های پمپ سانتریفوژ شکل ۹-۴. داده ها شامل تاثیر دیفوزر نمی باشند. خط چین ها متناظر با مقادیر حاصل از تحلیلی است که در متن توضیح داده شده است.

بنظر می رسد اولین پژوهش پایه در ارتباط با پاسخ دینامیک پمپ ها توسط Ohashi (۱۹۶۸) انجام شده باشد که جریان نوسانی در ردیفه را تحلیل نموده و آزمایش های تحقیقاتی مقدماتی را روی پمپ های سانتریفوژ انجام داد. این مطالعات، برآورد فرکانسی که در آن پاسخ پمپ از حالت شبه استاتیک خارج می شود را برای وی امکان پذیر نمود (به مطالب زیر نگاه کنید). Funelli (۱۹۷۲) اولین پژوهشگری بود که طبیعت تابع انتقال پمپ را مورد مطالعه قرار داد، اگرچه اولین اندازه گیری های مدون از امپدانس پمپ سانتریفوژ بدون کاویتاسیون توسط Anderson ، Blade و Stevans (۱۹۷۱) انجام شد. در شکل ۹-۴، نمونه اجزاء مقاومتی و راکتیو اندازه گیری شده، نشان داده شده که از تحقیقات Anderson ، Blade و Stevans (۱۹۷۱) اقتباس شده است. توجه شود، اگرچه در فرکانس های کم، مقاومت به مقدار شبه استاتیک میل می کند، ولی در فرکانس های بیشتر به نحو بارزی از این مقدار منحرف می گردد. بعلاوه، بخش راکتیو فقط بصورت تقریبی با فرکانس، رابطه خطی دارد. مقاومت و لختی در شکل ۹-۵ نیز ارائه شده که در اینجا با نتایج مدل دینامیکی پیشنهادی Anderson ، Blade و Stevans مقایسه شده است. در این مدل هر گذرگاه پروانه پمپ با یک مقاومت و یک لختی و حلزونی پمپ با یک سری مقاومت و لختی جایگزین گردیده است. از آنجائی که هر گذرگاه پروانه، مایع را به نقاط جداگانه ای در حلزونی تخلیه می کند، هر جریانی که از معبری از پروانه عبور کند در مسیر تخلیه، امپدانس متفاوتی را تجربه می کند. این نهایتاً منجر به ایجاد مقاومت و لختی کلی برای پمپ می گردد که تابع فرکانس بوده و در شکل ۹-۵ نشان داده شده است. توجه شود، مقایسه با مشاهدات تجربی (که همچنین در شکل ۹-۵ نشان داده شده) قابل قبول است ولی کاملاً مطلوب نیست. بعلاوه بایستی توجه نمود که مقایسه نشان داده شده به ازای ضریب

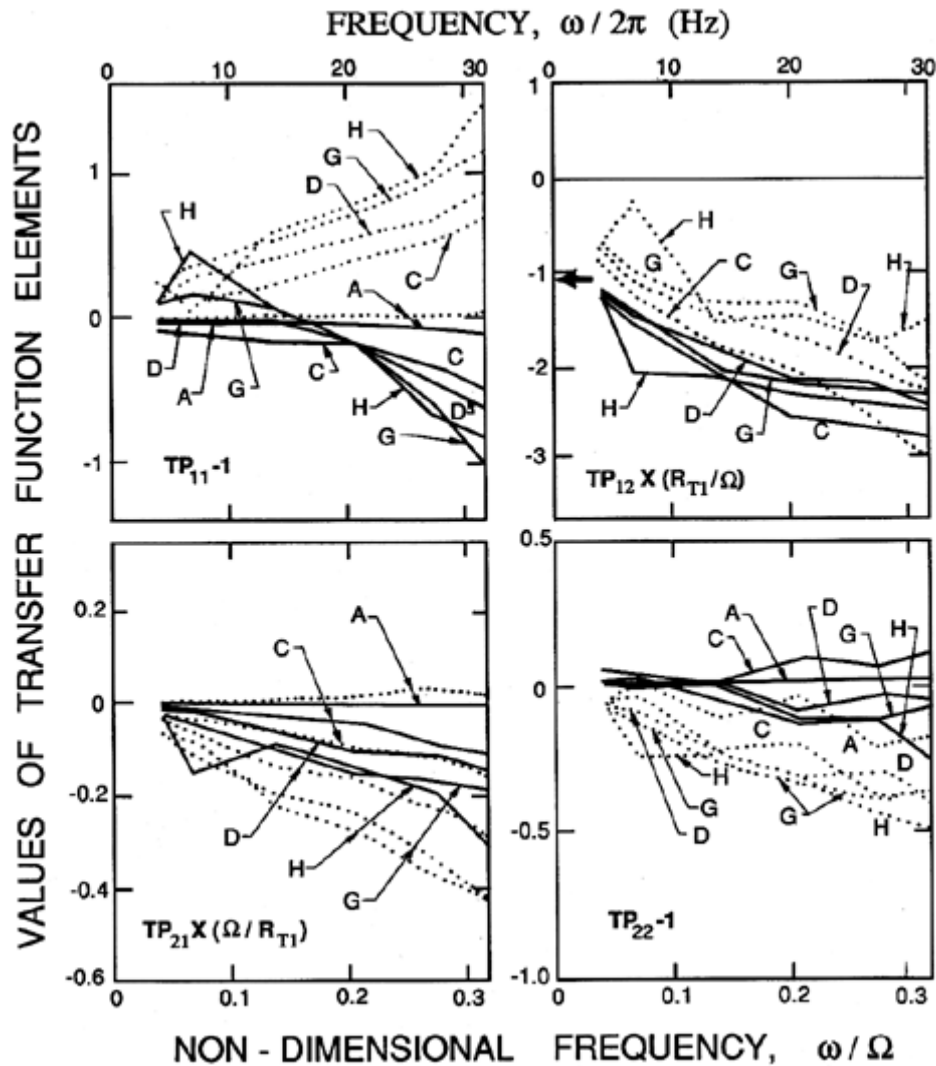
جریان ۰/۴۴۲ است (که بالاتر از ضریب جریان طراحی است) ، و در ضریب جریان های بیشتر، مدل و نتایج تجربی ، سازگاری ضعیف تری را از خود نشان می دهند. اندازه گیری های بعدی امیدانس پمپ های محوری و با جریان مختلط در حالت بدون کاویتاسیون توسط Ng و Brennen (۱۹۷۸) افزایش مشابهی در مقاومت در مقابل با فرکانس را نشان می دهد (نگاه کنید به بخش بعد) . در هر دو مجموعه ، داده های دینامیک با افزایش فرکانس بی بُعد (نسبت فرکانس به فرکانس دوران پمپ) از مقدار تقریبی ۰/۰۲ (نگاه کنید به شکل های ۵-۹ و ۶-۹) ، انحراف عمده ای نسبت به مقادیر شبه استاتیکی ظاهر می شود. به طور تقریبی ، این با معیار پیشنهادی توسط Ohashi (۱۹۶۸) ، همخوانی دارد ، که وفق آن آثار غیر شبه استاتیک در فرکانسی بالاتر از فرکانس بی بُعد $0.05Z_R\phi/\cos\beta$ رخ می دهد . برای القاءکننده Ng و Brennen ، معیار Ohashi برای فرکانس بی بُعد بحرانی ، مقداری در حدود ۰/۰۱۵ را حاصل می نماید.

۹-۱۴ القاءکننده های با کاویتاسیون

در حضور کاویتاسیون ، تابع انتقال برای یک پمپ یا القاءکننده ، به نحو بارزی پیچیده تر از مقداری است که در معادله ۹-۹۹ مشخص شده است. حتی در فرکانس های پائین ، مقادیر TP_{11} برابر عدد یک نخواهد بود زیرا افزایش ارتفاع با فشار کل ورودی تغییر خواهد نمود ، این پدیده با غیر صفر بودن مقدار $d(\Delta p^T)/dp_1^T$ به ازای گذر جرمی معینی مانند m_1 آشکار می شود. بعلاوه ، حجم کاویتاسیون $V_C(p_1^T, m_1)$ با فشار کل ورودی ، p_1^T (یا $NPSH$ یا عدد کاویتاسیون) و با گذر جرمی m_1 (یا با زاویه برخورد) تغییر خواهد نمود به نحوی که :

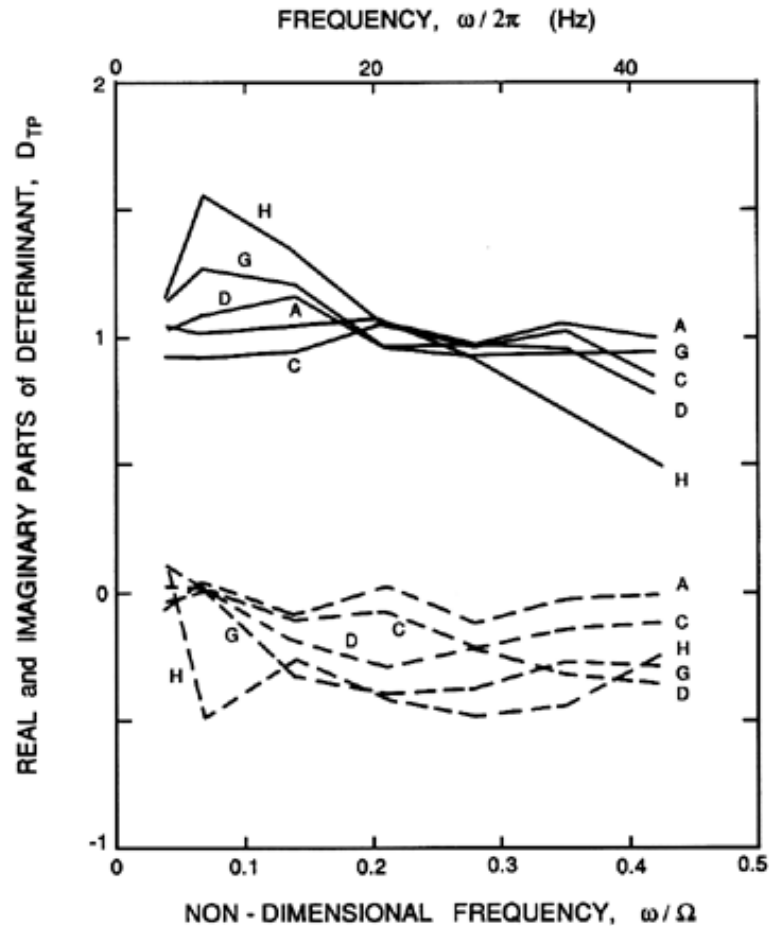
$$[TP] = \begin{bmatrix} 1 + \frac{d(\Delta p^T)}{dp_1^T} \Big|_{m_1} & \frac{d\Delta p^T}{dm_1} \Big|_{p_1^T} \\ j\omega\rho_L \frac{dV_C}{dp_1^T} \Big|_{m_1} & j\omega\rho_L \frac{dV_C}{dm_1} \Big|_{p_1^T} \end{bmatrix} \quad \dots (۹-۱۰۰)$$

Brennen و Acosta (۱۹۷۳، ۱۹۷۵، ۱۹۷۶) این شکل شبه استاتیک یا فرکانس پائین را برای تابع انتقال پمپ با کاویتاسیون مشخص نمودند و مقادیر انعطاف پذیری کاویتاسیونی $-\rho_L(dV_C/dp_1^T)_{m_1}$ و ضریب بهره جریان جرمی کاویتاسیونی $-\rho_L(dV_C/dm_1)_{p_1^T}$ را با استفاده از روش حل ردیفه با کاویتاسیون که در بخش ۱۰-۷ بحث شد ، محاسبه نمودند. هم حد بالائی فرکانسی که این رویکرد شبه استاتیک در آن، معتبر است و هم شکل تابع انتقال در بالاتر از این حد، به جز با آزمایش قابل تعیین نمی باشند. اگرچه روشن بود که اندازه گیری های آزمایشگاهی توابع انتقال دینامیک مورد لزوم است ، این تحقیقات اولیه Brennen و Acosta بر اهمیت انعطاف پذیری و ضریب بهره جریان جرمی در تعیین پایداری سامانه های شامل پمپ های با کاویتاسیون ، تاکید نمود.



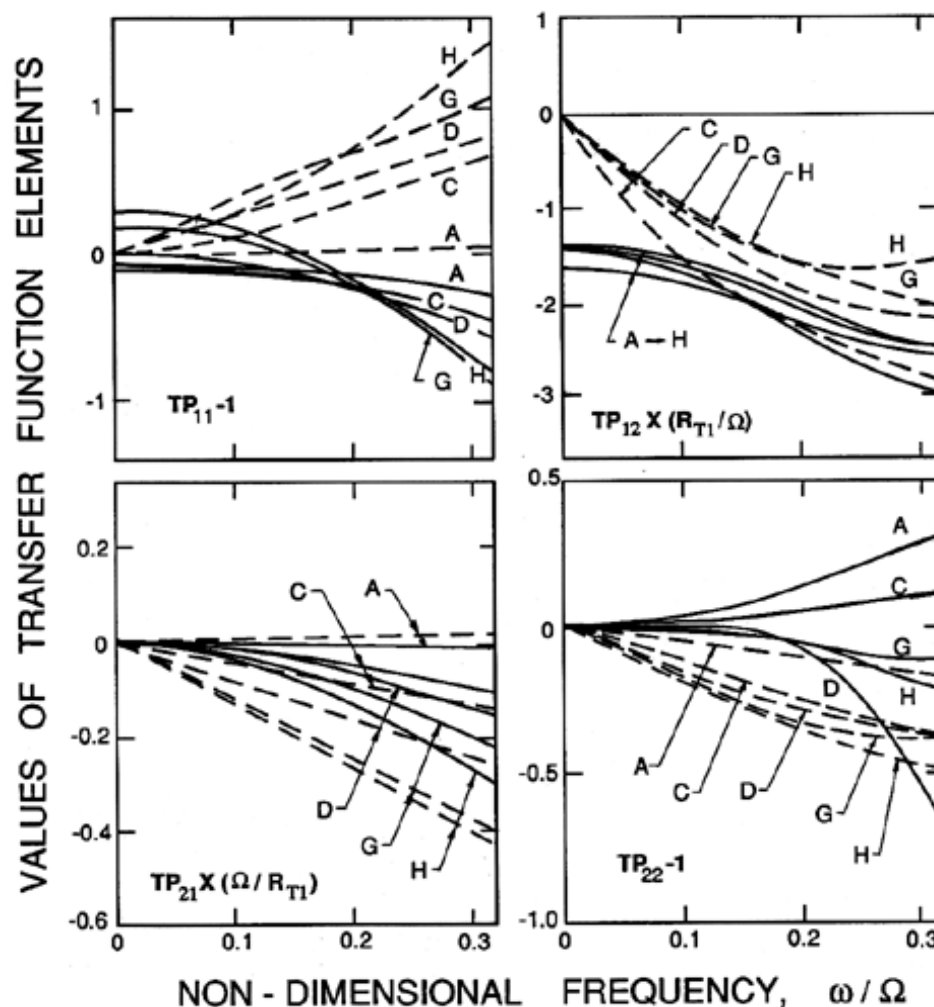
شکل ۹-۶ توابع انتقال نمونه برای القاء کننده در حین کاویتاسیون که توسط *Brennen* و دیگران (۱۹۸۲) برای القاء کننده ای با قطر ۱۰/۲ سانتی متر (پروانه VI) تعیین شده که با سرعت ۶۰۰۰rpm و ضریب جریان $\phi_1 = 0.07$ کار می کند داده ها برای چهار عدد کاویتاسیون: $\sigma = 0.37$ (A)، 0.10 (C)، 0.069 (D)، 0.052 (G) و 0.044 (H) نشان داده شده است. بخش های حقیقی و موهومی به ترتیب با خطوط پر و خط چین نشان داده شده است. مقاومت شبه استاتیک پمپ با پیکان مشخص شده است (اقتباس شده از *Brennen* و دیگران-۱۹۸۲).

Ng و *Brennen* (۱۹۷۸) و *Brennen* و دیگران (۱۹۸۲) اولین آزمایش ها را برای اندازه گیری تابع انتقال کامل القاء کننده در حین کاویتاسیون، اجرا نمودند. توابع انتقال نمونه برای پروانه VI به قطر ۱۰/۲cm (نگاه کنید به بخش ۸-۲) است، که عملکرد حالت پایدار بدون کاویتاسیون آن در شکل ۷-۱۵ نشان داده شده است. ماتریس های انتقال برای القاء کننده مذکور در شکل ۹-۶ بصورت تابعی از فرکانس (تا فرکانس ۳۲ Hz) برای سرعت ۶۰۰۰rpm و ضریب جریان $\phi_1 = 0.07$ و برای پنج عدد کاویتاسیون متفاوت ارائه شده است، این اعداد کاویتاسیون



شکل ۹-۷ دترمینان (D_{TP}) توابع انتقال تجربی شکل ۹-۶ بخش های حقیقی و موهومی به ترتیب با خطوط پر و شکسته نشان داده شده اند و مانند شکل ۹-۶ حروف A تا H مربوط به نقاط کار حالت پایدار با افزایش شدت کاویتاسیون است (اقتباس از Brennen و دیگران-۱۹۸۲).

عبارتند از داده های سری A که در شرایط بدون کاویتاسیون است ، سپس داده های سری C که کمی کاویتاسیون را نشان می دهد، بعد از آن داده های سری H است که نزدیک به نقطه شکست می باشد . توجه شود ، اول در غیاب کاویتاسیون (حالت A) ، تابع انتقال نزدیک به شکل پیش بینی شده وفق معادله ۹-۹۹ است که در آن $TP_{11} = TP_{22} = 1$ و $TP_{21} = 0$ می باشد همچنین ، امپدانس (TP_{12}) متشکل از یک لختی (بخش موهومی TP_{12} بصورت خطی با فرکانس تغییر می کند) و یک مقاومت (بخش حقیقی $-TP_{12}$) که با مقاومت شبه استاتیکی از شیب منحنی مشخصه افزایش ارتفاع همخوانی دارد(که با پیکان در شکل ۹-۶ مشخص شده و برابر $1/0.7$ است). بنظر می رسد مقاومت با افزایش فرکانس افزایش می یابد ، روندی که با نتایج اندازه گیری های پمپ سانتریفوژ توسط Anderson ، Blade و Stevans (۱۹۷۱) که در شکل ۹-۵ ارائه شده ، سازگار است.



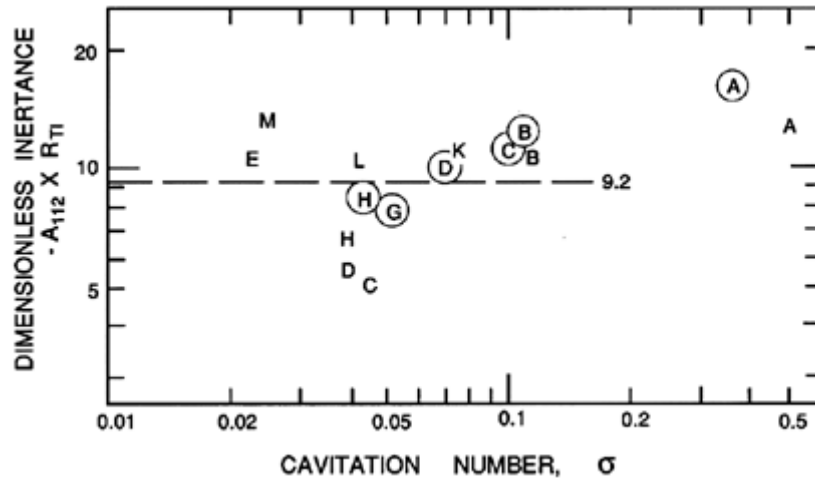
شکل ۹-۸ منحنی های چند جمله ای (پلی نومیال) که به داده های تجربی شکل ۹-۶ برازنده شده است (اقتباس از *Brennen* و دیگران-۱۹۸۲).

همچنین از شکل ۹-۶ روشن است که با توسعه کاویتاسیون، تابع انتقال به نحو نمایانی از شکل معادله ۹-۹۹ منحرف می گردد. میتوان مشاهده نمود که TP_{11} و TP_{22} از مقدار واحد دور شده و دارای بخش های موهومی غیر صفر می شود که با فرکانس، بصورت خطی، به خوبی تغیر می کنند. همچنین TP_{21} غیر صفر شده و به ویژه انعطاف پذیری نشان می دهد که با کاهش عدد کاویتاسیون، افزایش می یابد. همه این تغیرات به معنی این است که با گسترش کاویتاسیون، دترمینان D_{TP} از مقدار واحد دور می شود. این در شکل ۹-۷، نمایان است که دترمینان متناظر با داده های شکل ۹-۶ را نشان داده است. توجه شود که D_{TP} در حالت بدون کاویتاسیون A تقریباً برابر واحد است، ولی با افزایش کاویتاسیون از مقدار واحد دور می گردد. میتوانیم به این نتیجه برسیم که حضور کاویتاسیون می تواند سبب این شود که پمپ مشخصه فعال دینامیکی بگیرد در حالی که در غیر این صورت از نظر دینامیکی انفعالی است.

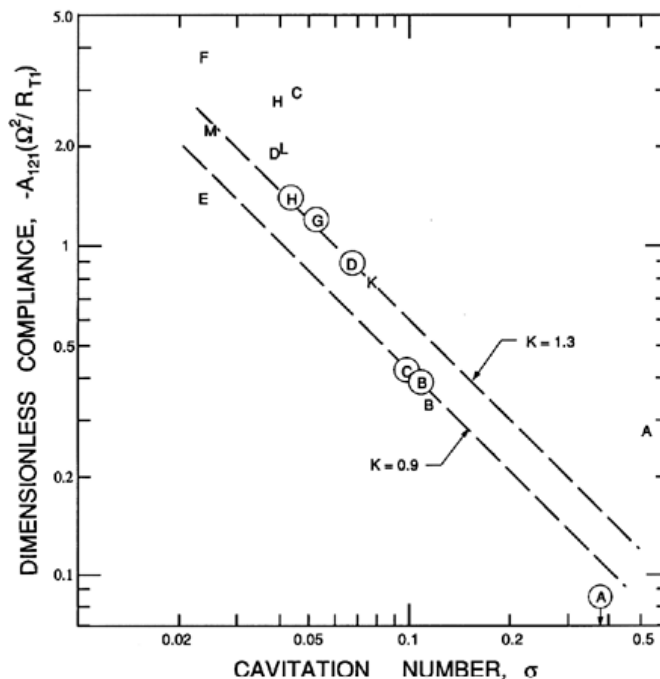
چند جمله ای های شکل :

$$TP_{ij} = \sum_{n=0}^{n^*} A_{nij} (j\omega)^n \quad \dots(9-101)$$

به داده های مربوط به تابع انتقال تجربی با استفاده از مقادیر ۳ یا ۵ برای n^* برازنده شده است. برای نشان دادن نتایج استفاده از منحنی برازنده سازی، شکل ۸-۹ را که نشان دهنده برازنده سازی بر روی داده های شکل ۹-۶ است را ارائه نموده ایم.

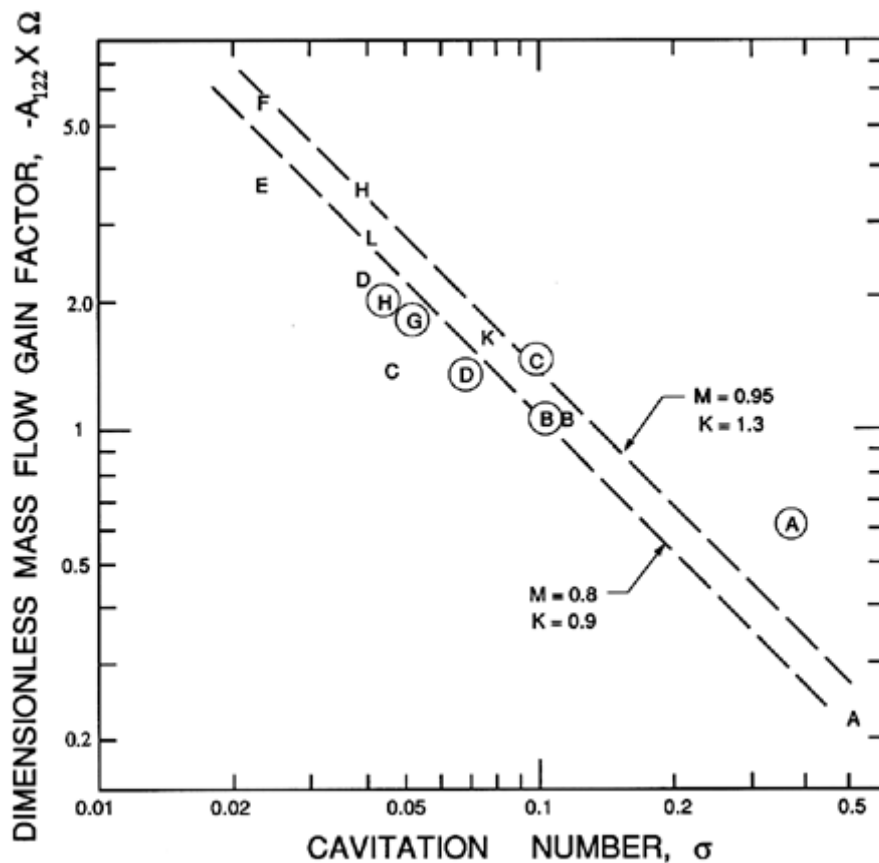


شکل ۹-۹ لختی A_{112} - که بصورت $A_{112} R_{T1}$ - بدون بُعد شده، به شکل تابعی از عدد کاویتاسیون برای دو پمپ القاءکننده محوری (پروانه های IV و VI) با هندسه های یکسان ولی قطرهای متفاوت. داده ها برای پروانه VI به قطر $10/2 \text{ cm}$ که از داده های شکل ۹-۶ تهیه شده با علامت دایره مشخص گردیده است. نقاط بدون دایره مربوط به پروانه IV به قطر 1 cm است. اقتباس از Brennen و دیگران-۱۹۸۲).

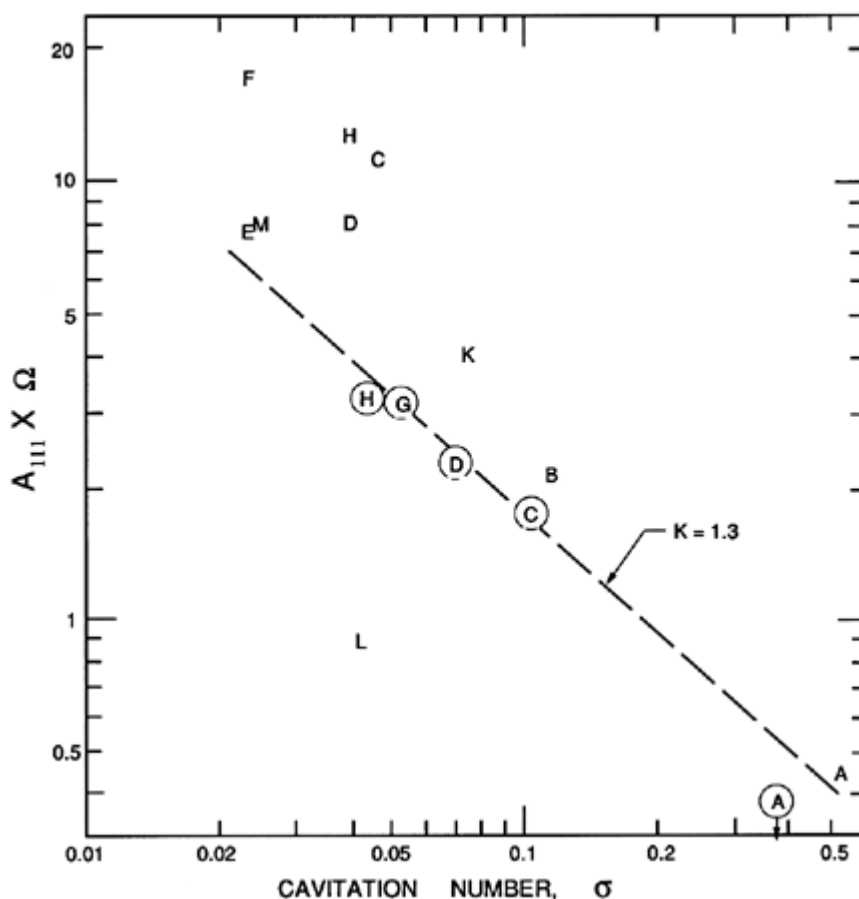


شکل ۹-۱۰ انطاف پذیری A_{121} - که بصورت $A_{121}\Omega^2 / R_{T1}$ - بی بُعد شده، برای شرایط مشابه شکل ۹-۹.

در این مرحله، چند ضریب A_{nij} را که دارای اهمیت ویژه ای می باشند، مورد بررسی قرار می دهیم (توجه شود که بلحاظ دلایلی که پیش تر ذکر شد، $A_{011} = A_{022} = 1$ و $A_{021} = 0$). این بررسی را ابتدا با لختی A_{112} - که بصورت بی بُعد در شکل ۹-۹ نشان داده شده، شروع می کنیم. اگرچه پراکندگی چشمگیری در اعداد کاویتاسیون پائین تر وجود دارد، بنظر می رسد دو پمپ القاءکننده با اندازه های متفاوت، لختی های یکسانی ایجاد می کنند. بعلاوه داده ها نشان می دهند که با کاهش σ ، لختی کاهش می یابد. از سوی دیگر، داده های متناظر برای انعطاف پذیری A_{121} - که در شکل ۹-۱۰ ارائه شده، نشان از تناسب تقریبی معکوس آن با عدد کاویتاسیون دارد.

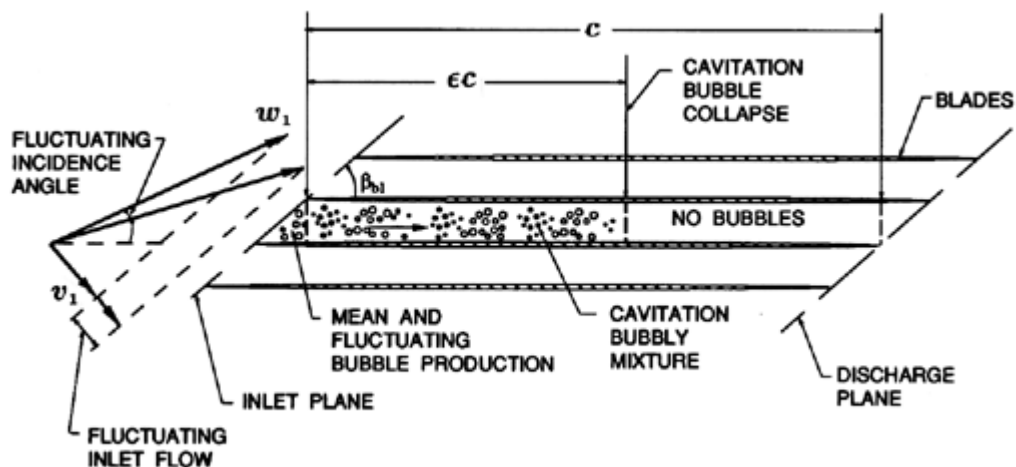


شکل ۹-۱۱ ضریب بهره جریان جرمی، A_{122} - که بصورت $A_{122}\Omega$ - بی بُعد شده، برای شرایط موصوف در شکل ۹-۹.

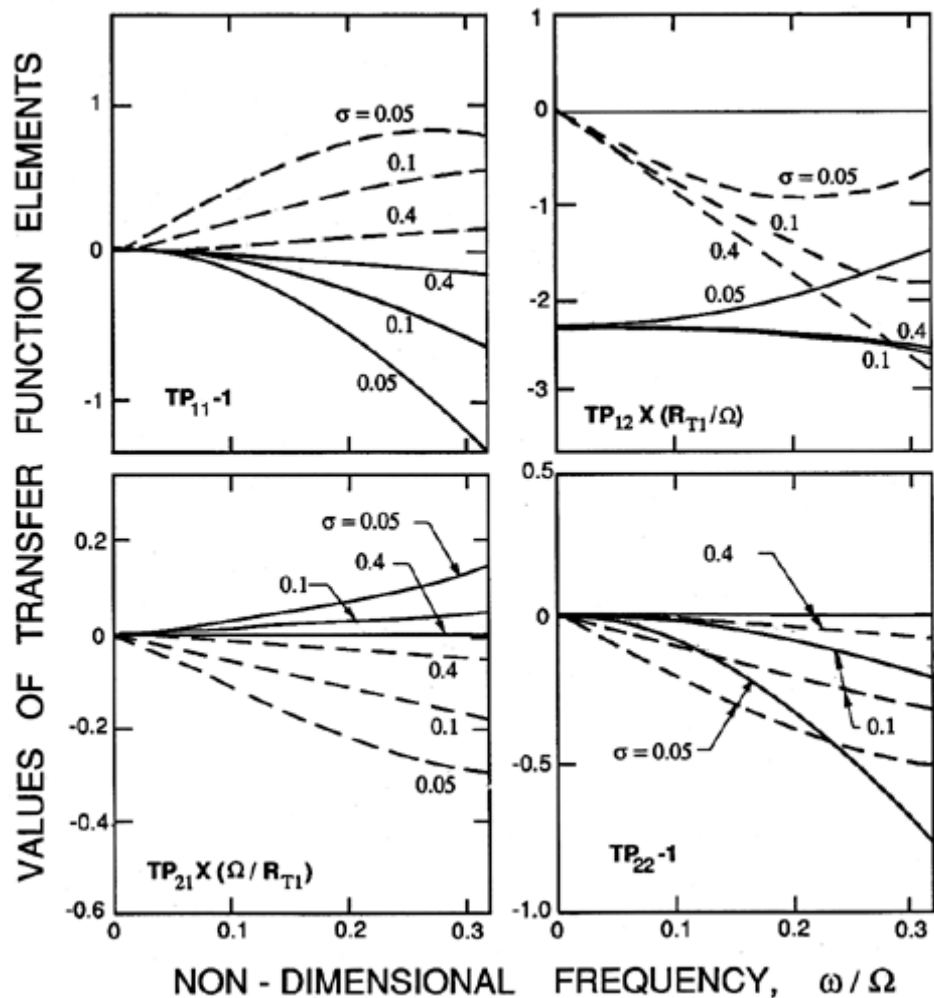


شکل ۹-۱۲ مشخصه A_{111} که بشکل $A_{111} \Omega$ بی بُعد شده، برای شرایط موصوف در شکل ۹-۹.

موارد فوق الذکر، برای ضریب بهره جریان جرمی A_{122} - و ضریبی که شیب بخش موهومی TP_{11} را تعریف می کند (A_{111}) نیز صادق است. این تغیرات، به ترتیب در شکل ۹-۱۱ و ۹-۱۲ نشان داده شده اند. بنظر می رسد کلیه این داده ها با مقیاس بندی های فیزیکی همخوانی دارند که بطور ضمنی در بی بُعد نمودن هریک از این مشخصه های دینامیکی بکار رفته اند. همچنین ملاحظه نتایج شکل های ۹-۹ تا ۹-۱۲ در زمینه مدل تحلیلی برای مطالعه دینامیکی پمپهای در حین کاویتاسیون، ارزشمند است (Brennen-۱۹۷۸). در اینجا توصیف مختصری از این مدل ارائه می کنیم، که اساس آن در شکل ۹-۱۳ بصورت شمائی مشخص شده و سطح استوانه ای گسترش یافته ای را در القاء کننده نشان می دهد. کاویتاسیون بصورت مخلوطی حبابی، مدل سازی شده که تا فاصله ای به اندازه جزء ϵ از طول c هر معبر پره توسعه یافته است تا نهایتاً فروپاشی در نقطه ای رخ دهد که فشار به مقدار کافی برای فروپاشی افزایش یافته باشد. نسبت تخلخل متوسط در مخلوط حبابی با α_0 مشخص شده است. تا اینجا جریانی را توصیف کردیم که بصورت نامی پایدار است. حال بایستی اختلال در فشار و گذر جرمی را در ورودی مطالعه کنیم، زیرا رابطه بین این اختلال ها در ورود و خروج، تابع انتقال را معین می کند.



شکل ۹-۱۳ شکل شمائی مدل جریان حبابی برای مطالعه دینامیکی پمپ های با کاویتاسیون (اقتباس از Brennen-۱۹۷۸).



شکل ۹-۱۴ تابع انتقال برای پروانه های IV و VI در $\phi_1 = 0.07$ که با استفاده از $M = 0.08$ و $K = 1/3$ از مدل جریان حبابی محاسبه شده است (اقتباس از Brennen-۱۹۷۸).

اختلال در فشار ورودی باعث انتشار موج های فشاری از درون مخلوط حبابی می گردد و این بخش از روند با استفاده از پارامتر تراکم پذیری مخلوط ، K برای تعیین سرعت موج ، مدل سازی شده است. از جهت دیگر ، نوسان ها در گذر جرمی ورودی باعث ایجاد نوسان هائی در زاویه برخورد شده که بنوبه خود باعث بروز نوسان هائی در میزان تولید کاویتاسیون در ورود می گردد. سپس این اختلال ها ، در جهت گذرگاه پره بصورت امواج سینماتیک یا تراکمی ، با سرعت متوسط مخلوط ، منتشر می شود. این روند با ضریب تناسب M که نوسان در زاویه برخورد را با نوسان در نسبت تخلخل مرتبط نموده ، مدل سازی شده است. هیچ یک از پارامتر های K و M را نمی توان بصورت تحلیلی برآورد نمود ، در هر حال این دو پارامتر در مدل جریان حبابی دو مشخصه کلیدی می باشند. بعلاوه آنها به ترتیب ، انعطاف پذیری کاویتاسیونی و ضریب بهره جریان جرمی جریان را مشخص می نمایند ، که دو ضریب بسیار مهم در تعیین تابع انتقال در جهت پیش بینی ناپایداری می باشند.

این تئوری ، عبارت های بشکل زیر را برای A_{111} ، A_{112} ، A_{121} و A_{122} برای فرکانس های کوچک بدون بُعد ، بدست می دهد (Brennen - ۱۹۷۸ و ۱۹۸۲):

$$\begin{aligned} A_{111}\Omega &\approx \frac{K\zeta\mathcal{E}}{4} \{ \cot \beta_{b1} + \phi / \sin^2 \beta_{b1} \} \\ A_{112}R_{T1} &\approx -\zeta / 4\pi \sin^2 \beta_{b1} \\ A_{121}\Omega^2 / R_{T1} &\approx -\pi K \zeta \mathcal{E} / 4 \quad \dots (9-102) \\ A_{122}\Omega &\approx -\frac{\zeta\mathcal{E}}{4} \{ M / \phi_1 - K \phi_1 / \sin^2 \beta_{b1} \} \end{aligned}$$

که $\ell = \ell Z_R / R_{T1}$ ، ℓ طول محوری القاء کننده و Z_R تعداد پره ها می باشد. با توجه به اینکه شواهد تجربی نشان می دهد که \mathcal{E} تقریباً برابر $0.02 / \sigma$ است ، بنابراین بر ارزیابی اجزاء تابع انتقال موثر می باشد. در نتیجه مشخصه های A_{nij} از معادله های ۹-۱۰۲ را می توان در مقابل عدد کاویتاسیون ترسیم نمود. نتایج نمونه در شکل های ۹-۹ تا ۹-۱۲ برای گزینه های مختلف دو پارامتر نامعلوم M و K نشان داده شده است. لختی ، A_{112} که در شکل ۹-۹ نشان داده شده ، مستقل از K و M می باشد. مقدار محاسبه شده لختی برای این دو پروانه در حدود $9/2$ است ، مقدار واقعی بلحاظ آثار هندسی سه بُعدی که در محاسبات لحاظ نشده اند ، ممکن است قدری بیشتر باشد (Brennen و دیگران - ۱۹۸۲). پارامتر M فقط در A_{122} وجود دارد و از شکل ۹-۱۱ چنین بر می آید که مقادیر این پارامتر در دامنه $0/8$ تا $0/95$ ، بهترین سازگاری را با داده های تجربی تامین می کند. همچنین بنظر می رسد ، مقدار K در حدود $1/3$ با داده های شکل ۹-۱۰ ، ۹-۱۱ و ۹-۱۲ به خوبی تطبیق دارد.

بالاخره ، از آنجائی که بنظر می رسد ، $K = 1/3$ و $M = 0/8$ مناسب ترین مقادیر برای این پروانه ها هستند ، در شکل ۹-۱۴ توابع انتقال بشکل کاملاً تئوری را برای اعداد مختلف کاویتاسیون ترسیم نمودیم. این ها بایستی بصورت مستقیم با توابع انتقال شکل ۹-۸ مقایسه شوند. توجه شود که مشخصه های عمومی توابع انتقال و تغیرات آنها با عدد کاویتاسیون توسط مدل ، باز سازی شده است. برجسته ترین نا همخوانی ، بخش حقیقی TP_{21} است ، در هر حال این پارامتر در تعیین پایداری هیدرولیکی سامانه نقش نسبتاً بی اهمیتی دارد. با اهمیت ترین پارامتر ها از نقطه نظر پیش بینی پایداری ، اجزای تابع انتقال یعنی انعطاف پذیری کاویتاسیونی و ضریب بهره جریان جرمی می باشند که بخوبی مدل سازی شده اند.

۹-۱۵ سامانه با ساختار لرزشی

در کلیه تحلیل های پیشین فرض شد که ساختار سامانه هیدرولیکی نسبت به دستگاه مختصات لختی در حال سکون باشد. معذالک مسائل با اهمیتی وجود دارد که در آن نوسان خود سامانه هیدرولیکی ممکن است نقش محوری داشته باشد. برای نمونه، ممکن است هدف، ارزیابی فشار هاو گذر های جریان ناپایدار در سامانه ای باشد که در متحرکی با نوسان های انتقالی و دورانی قرار گرفته باشد. از مثال های این حالت، ممکن است سامانه پمپاژ آب یا روغن روی کشتی، سامانه های سوخت رسانی و هیدرولیکی در هواپیما را نام برد. در سایر شرایط، حرکت وسیله متحرک ممکن است با دینامیک سامانه رانش در ایجاد ناپایداری ها، مرتبط گردد، که ساده ترین آنها ناپایداری های Pogo در موتور موشک با سوخت مایع است (نگاه کنید به بخش ۸-۱۳).

در این بخش خلاصه مختصری از نوسان های جسم جامد سامانه هیدرولیکی را ارائه می کنیم، که در روش شناسی دامنه فرکانس قابل ادغام باشد. برای رعایت سادگی از ساختار سامانه هیدرولیکی بعنوان کشنده یاد می کنیم. البته مسائل پیچیده تری وجود دارد که در آن ها تغییر شکل کشنده اهمیت دارد. در اینصورت جهت بررسی چنین مسائلی نیاز به اصلاح بیشتری در روش هایی که در اینجا ارائه شده وجود خواهد داشت.

به منظور لحاظ نمودن نوسان کشنده در تحلیل ها، ابتدا لازم است دستگاه مختصات \underline{x} که به کشنده تثبیت شده و یک دستگاه مختصات جداگانه لختی بدون شتاب \underline{x}_A را تعریف کنیم. محل متوسط مرکز مختصات دستگاه \underline{x} بر مرکز مختصات دستگاه \underline{x}_A منطبق است. نوسان های کشنده را با تغییر مکان های انتقالی و دورانی دستگاه مختصات \underline{x} در دستگاه \underline{x}_A بیان کرده و به ترتیب، به شرح ذیل ارائه می گردد:

$$\text{Re}\{\tilde{d}e^{j\omega t}\} \quad \text{و} \quad \text{Re}\{\tilde{\theta}e^{j\omega t}\} \quad \dots (9-103)$$

بنابر این تغییر مکان نوسانی هر نقطه ای با بردار \underline{x} روی کشنده با رابطه زیر بیان می گردد:

$$\text{Re}\{(\tilde{d} + \tilde{\theta} \times \underline{x})e^{j\omega t}\} \quad \dots (9-104)$$

و سرعت نوسانی آن نقطه برابر است با :

$$\text{Re}\{j\omega(\tilde{d} + \tilde{\theta} \times \underline{x})e^{j\omega t}\} \quad \dots (9-105)$$

بنابر این اگر سرعت های پایدار و نوسانی جریان در سامانه هیدرولیکی که همان سرعت های نسبی در دستگاه مختصات لختی هستند همانند بخش های قبل به ترتیب با \underline{u} و \tilde{u} مشخص شوند، در این صورت سرعت نوسانی جریان در دستگاه مختصات بدون شتاب \underline{u}_A ، با رابطه زیر بیان می گردد:

$$\underline{u}_A = \underline{u} + j\omega(\tilde{d} + \tilde{\theta} \times \underline{x}) \quad \dots (9-106)$$

بعلاوه، شتاب سیال در دستگاه مختصات بدون شتاب (لختی) $\underline{\ddot{a}}_A$ از رابطه زیر حاصل می گردد:

$$\underline{\tilde{a}}_A = j\omega \underline{\tilde{u}} - \omega^2 \underline{\tilde{d}} - \omega^2 \underline{\tilde{\theta}} \times \underline{x} + 2j\omega \underline{\tilde{\theta}} \times \underline{\tilde{u}} \quad \dots (9-107)$$

سه جمله آخری در سمت راست رابطه فوق، شتاب های القاء شده از کشنده به سیال در سامانه هیدرولیکی است. از اینجا نتیجه می شود که این شتاب ها اختلاف فشار کل بین دو گره سامانه هیدرولیکی را که با زیرنویس های ۱ و ۲ مشخص می شوند، تغیر خواهند داد. با انتگرال گیری می توان دریافت که اختلاف فشار کل $(\tilde{p}_2^T - \tilde{p}_1^T)$ وفق رابطه زیر با اختلاف فشار کل در حالت کشنده بدون نوسان، $(\tilde{p}_2^T - \tilde{p}_1^T)_0$ مرتبط است.

$$(\tilde{p}_2^T - \tilde{p}_1^T) = (\tilde{p}_2^T - \tilde{p}_1^T)_0 + \rho \omega^2 \{ (\underline{x}_2 - \underline{x}_1) \cdot \underline{\tilde{d}} + (\underline{x}_2 \times \underline{x}_1) \cdot \underline{\tilde{\theta}} \} \quad \dots (9-108)$$

که در آن، \underline{x}_1 و \underline{x}_2 موقعیت دو گره در دستگاه مختصات کشنده می باشند. لحاظ نمودن این تغیر فشار های ناشی از شتاب، گام نخست در ساختن مدل این دسته از مسائل است. برآورد آنها نیاز به وارد نمودن موقعیت برداری برای هر گره سامانه، \underline{x}_i ، مقادیر فرکانس تغیر مکان سامانه، ω و دامنه های ارتعاشی $\underline{\tilde{d}}$ و $\underline{\tilde{\theta}}$ دارد. در تحلیل پاسخ سامانه هیدرولیکی، دامنه های ارتعاشی در ورودی ها لحاظ می شوند. در تحلیل پایداری این کمیت ها در ابتدا معلوم نیستند و لازم است دستگاه معادله ها با سازوکار های مناسب باز خوری، تکمیل شوند. بعنوان نمونه می توان از دستگاه معادله هائی نام برد که نیروی رانش ناپایدار موتور را برحسب نرخ نوسانی تامین سوخت و فشار تعین نموده و شتاب کشنده را که ناشی از این نوسان ها است، مشخص می نمایند. روشن است که مطالعه کامل این قبیل مسائل خارج از موضوع این کتاب است.

فهرست منابع

- ⊙ Abbott, M.B. (1966). *An introduction to the method of characteristics*. American Elsevier, New York.
- ⊙ Amies, G., Levek, R. and Struesseld, D. (1977). Aircraft hydraulic systems dynamic analysis. Volume II. Transient analysis (HYTRAN). *Wright-Patterson Air Force Base Technical Report AFAPL-TR-76-43, II*.
- ⊙ Amies, G. and Greene, B. (1977). Aircraft hydraulic systems dynamic analysis. Volume IV. Frequency response (HSFR). *Wright-Patterson Air Force Base Technical Report AFAPL-TR-76-43, IV*.
- ⊙ Anderson, D.A., Blade, R.J. and Stevens, W. (1971). Response of a radial-bladed centrifugal pump to sinusoidal disturbances for non-cavitating flow. *NASA TN D-6556*.
- ⊙ Brennen, C.E. (1978). Bubbly flow model for the dynamic characteristics of cavitating pumps. *J. Fluid Mech.*, **89**, Part 2, 223--240.
- ⊙ Brennen, C.E. and Acosta, A.J. (1973). Theoretical, quasistatic analyses of cavitation compliance in turbopumps. *J. of Spacecraft and Rockets*, **10**, No.3, 175--180.
- ⊙ Brennen, C.E. and Acosta, A.J. (1975). The dynamic performance of cavitating turbopumps. *Proc. Fifth Conference on Fluid Machinery, Akademiai Kiado*,

Budapest, Hungary, 121--136.

- ⊕ Brennen, C.E. and Acosta, A.J. (1976). The dynamic transfer function for a cavitating inducer. *ASME J. Fluids Eng.*, **98**, 182--191.
- ⊕ Brennen, C.E. and Braisted, D.M. (1980). Stability of hydraulic systems with focus on cavitating pumps. *Proc. 10th Symp. of IAHR, Tokyo*, 255--268.
- ⊕ Brennen, C.E., Meissner, C., Lo, E.Y., and Hoffman, G.S. (1982). Scale effects in the dynamic transfer functions for cavitating inducers. *ASME J. Fluids Eng.*, **104**, 428--433.
- ⊕ Brown, F.T. (1967). A unified approach to the analysis of uniform one-dimensional distributed systems. *ASME J. Basic Eng.*, **89**, No. 6, 423--432.
- ⊕ Dussourd, J.L. (1968). An investigation of pulsations in the boiler feed system of a central power station. *ASME J. Basic Eng.*, **90**, 607--619.
- ⊕ Fanelli, M. (1972). Further considerations on the dynamic behaviour of hydraulic turbomachinery. *Water Power*, June 1972, 208--222.
- ⊕ Greitzer, E.M. (1981). The stability of pumping systems---the 1980 Freeman Scholar Lecture. *ASME J. Fluids Eng.*, **103**, 193--242.
- ⊕ Hennyey, Z. (1962). *Linear electric circuits*. Pergamon Press.
- ⊕ Martin, C.S. (1978). Waterhammer in steam generators and feedwater piping. *Paper presented at Steam Generator Waterhammer Workshop, EPRI, Palo Alto, Cal.*
- ⊕ Ng, S.L. and Brennen, C.E. (1978). Experiments on the dynamic behavior of cavitating pumps. *ASME J. Fluids Eng.*, **100**, No. 2, 166--176.
- ⊕ Ohashi, H. (1968). Analytical and experimental study of dynamic characteristics of turbopumps. *NASA TN D-4298*.
- ⊕ Paynter, H.M. (1961). *Analysis and design of engineering systems*. MIT Press.
- ⊕ Pipes, L.A. (1940). The matrix theory for four terminal networks. *Phil. Mag.*, **30**, 370.
- ⊕ Pipes, L.A. (1963). *Matrix methods for engineering*. Prentice-Hall, Inc., NJ.
- ⊕ Safwat, H.H. and van der Polder, J. (1973). Experimental and analytic data correlation study of water column separation. *ASME J. Fluids Eng.*, **95**, 91--97.
- ⊕ Sano, M. (1983). Pressure pulsations in turbo-pump piping systems. Experiments on the natural frequencies of the liquid columns in centrifugal pump piping systems. *Bull. JSME*, **26**, No.222, 2129--2135.
- ⊕ Strecker, F. and Feldtkeller, R. (1929). Grundlagen der Theorie des allgemeinen Vierpols. *Elektrische Nachrichtentechnik*, **6**, 93.
- ⊕ Streeter, V.L. and Wylie, E.B. (1967). *Hydraulic transients*. McGraw-Hill.
- ⊕ Streeter, V.L. and Wylie, E.B. (1974). Waterhammer and surge control. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **6**, 57--73.
- ⊕ Tanahashi, T. and Kasahara, E. (1969). Analysis of water hammer with water column separation. *Bull. JSME*, **12**, No.50, 206--214.
- ⊕ Weyler, M.E., Streeter, V.L., and Larsen, P.S. (1971). An investigation of the effect of cavitation bubbles on the momentum loss in transient pipe flow. *ASME J. Basic Eng.*, **93**, 1--10.
- ⊕ Wiggert, D.C. and Sundquist, M.J. (1979). The effect of gaseous cavitation on fluid transients. *ASME J. Fluids Eng.*, **101**, 79--86.

فصل دهم

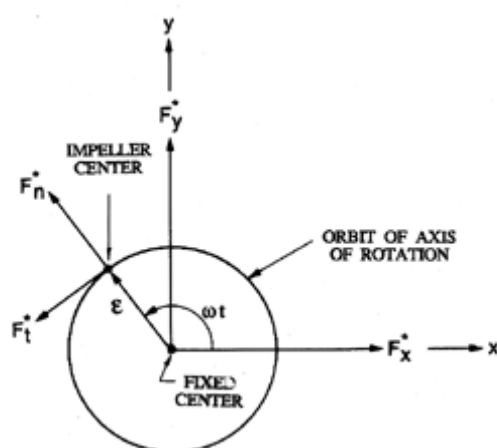
نیروهای شعاعی و روتور دینامیکی

۱-۱۰ مقدمه

این فصل به بحث در مورد انواع نیروهای شعاعی و روتور دینامیکی تخصیص یافته است که منشاء آنها سیال می باشد و در پمپ ها و سایر توربو ماشین ها وقوع می یابند. معیار قابلیت اطمینان و مورد قبول بودن توربو ماشین های نوین به نحو افزاینده ای به درجه لرزش و صدای حاصل از این ماشین ها بستگی دارد (Makay و Szamody - ۱۹۷۸) و معمول ترین منابع لرزش با دینامیک محور پمپ و اجزاء مربوطه یعنی، یاتاقان ها، آب بند ها و پروانه ها مرتبط است (Duncan - ۶۷-۱۹۶۶، Doyle - ۱۹۸۰، Ehrich و Child - ۱۹۸۴). روشن است که طراحان نوین پمپ ها (بعنوان مثال نگاه کنید به Ek - ۱۹۷۸، France - ۱۹۸۶) یا توربین ها (بعنوان نمونه نگاه کنید به Pollman و دیگران - ۱۹۷۸) بایستی توجه ویژه ای به روتور دینامیک محور معطوف نمایند تا اطمینان یابند که نه تنها سرعت های بحرانی در وضعیت دورانی وقوع نیابد بلکه سطح لرزش هائیز کمینه گردد. معذالک این نکته حائز اهمیت است که همه لرزش محور ها ناشی از ناپایداری روتور دینامیکی نمی باشد. برای مثال، Rosenmann (۱۹۶۵) در مورد نیروهای شعاعی نوسانی در القاء کننده های در حین کاویتاسیون گزارش داده است که در حدود ۲۰٪ نیروی رانش محوری بوده اند و بسبب نوسان های جریان و نه نوسان های روتور دینامیکی حاصل شده اند. همچنین Marscher (۱۹۸۸) حرکت های محور را که ناشی از جریان های ناپایدار در ورودیه پروانه ای سانتریفوژ بوده مورد مطالعه قرار داده که در گذر جریان کمتر از طراحی کار می کرده است.

کتاب هائی مانند، Vance (۱۹۸۸) زمینه ای در مورد روشهای تحلیل روتور دینامیکی فراهم می کنند. در اینجا فقط به بعضی از نیرو هائی که برای تحلیل لازم است می پردازیم یعنی نیرو هائی که ناشی از حرکت سیال در یاتاقان ها، آب بند یا پروانه است. دلیل تاکید، این است که این ورودی ها در حال حاضر از نقطه نظر تحلیل روتور دینامیکی مورد شُبّه می باشند. در اینجا سعی خواهیم کرد داده ها را از منابع مختلف با استفاده از ثَماد های متداول و روش های بی بُعد سازی رایج، ارائه نمائیم. این زمینه در بخش بعدی بررسی می شود. بعد از آن آثار روتور دینامیکی شناخته شده ناشی از سیال در یاتاقان های هیدرودینامیکی، آب بندها و سایر دستگاه ها را مورد مطالعه قرار خواهیم داد. سپس نیرو هائی را که بر پروانه وارد می شوند، اعم از نیروهای پایدار شعاعی و روتور دینامیکی، هم برای پمپ های سانتریفوژ و هم القاء کننده های محوری، مورد بررسی قرار خواهیم داد.

۲-۱۰ نمادها و مفاهیم پایه



شکل ۱۰-۱ نمایش رابطه بین نیروها در دستگاه مختصات پمپ: F_x^* ، F_y^* ، نیروهای روتوردینامیکی: F_t^* ، F_n^* ، مرکز پروانه، مدار چرخشی، و هندسه حلزونی.

نیروهائی که سیال در صفحه ای عمود بر محور دوران به روتور وارد می کند در شکل ۱۰-۱ نشان داده شده است، این نیروها در دستگاه مختصاتی که به (بدنه) پمپ تثبیت شده، به دو مولفه در جهت های x و y تجزیه شده اند. نیروهای آبی با $F_x^*(t)$ و $F_y^*(t)$ و مقادیر متوسط زمانی این نیروها در دستگاه ثابت با F_{0x}^* و F_{0y}^* ، مشخص می شوند. وفق تعریف این نیروها، نیروهای پایداری می باشند که معمولاً از آنها بعنوان نیروهای شعاعی یا رانش شعاعی نامبرده می شود. در بعضی موارد دانستن موقعیت محوری خط اثر این نیروها حائز اهمیت است. گزینه دیگر این است که میتوان محورهای x و y را در نقطه مناسبی از محور تثبیت نمود. در این صورت، علاوه بر نیروهای $F_x^*(t)$ و $F_y^*(t)$ ، گشتاورهای خمشی ناشی از سیال، $M_x^*(t)$ و $M_y^*(t)$ نیز جزء اطلاعات مورد نیاز خواهند بود. گشتاورهای متوسط زمانی با $M_{0x}^*(t)$ و $M_{0y}^*(t)$ مشخص می گردند.

حتی اگر محل مرکز دوران در مرکز صفحه xy (شکل ۱۰-۱)، ثابت باشد، باز هم نیروهای $F_x^*(t)$ و $F_y^*(t)$ و گشتاورهای $M_x^*(t)$ و $M_y^*(t)$ می توانند دارای مولفه های ناپایدار قابل توجهی باشند. برای مثال، تعامل بین روتور و استاتور می تواند منجر به وارد آمدن نیروی بزرگی به پروانه در فرکانس های عبور پره گردد. همچنین، همانگونه که پیش تر در بخش ۲-۸ ذکر شد مولفه هائی با فرکانس عبور پره در گشتاور پیچشی، $T(t)$ و در نیروی رانش محوری، می توانند ایجاد گردند. معذالک، برای رعایت سادگی، در فرمول نویسی های ریاضی فعلی، وارد نمی شوند.

سایر گروه نیروهائی که در این فصل مورد مطالعه قرار خواهند گرفت، نیروهای روتوردینامیکی ناشی از سیال می باشند که در اثر تغییر مکان و حرکت محور دوران ایجاد می شوند. فرض بر این است که این تغییر مکان ها بقدر کفایت کوچک است به نحوی که مدل مبتنی بر اختلال های خطی دقت خود را حفظ نماید، بنابراین:

$$\begin{Bmatrix} F_x^*(t) \\ F_y^*(t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_{0x}^* \\ F_{0y}^* \end{Bmatrix} + [A^*] \begin{Bmatrix} x(t) \\ y(t) \end{Bmatrix} \quad \dots(۱۰-۱)$$

که در آن، تغییر مکان با $x(t)$ و $y(t)$ نشان داده شده و $[A^*]$ بنام "ماتریس نیروی روتوردینامیکی" شناخته شده، که در مدل خطی مستقل از زمان، t ، می باشد. عملاً در همه مواردی که در اینجا مورد بحث قرار می گیرد، تغییر مکان ها به شکل سینوسی است. فرکانس چرخشی این حرکت ها با $\omega(rad/s)$ مشخص می شود. بنابراین در حالت عمومی ماتریس $[A^*]$ نه تنها فقط تابع هندسه و شرایط کار توربو ماشین، بلکه همچنین تابع فرکانس چرخش ω نیز خواهد بود. به روش مشابهی ماتریس گشتاور روتوردینامیکی، $[B^*]$ نیز بصورت زیر تعریف می شود:

$$\begin{Bmatrix} M_x^*(t) \\ M_y^*(t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} M_{0x}^* \\ M_{0y}^* \end{Bmatrix} + [B^*] \begin{Bmatrix} x(t) \\ y(t) \end{Bmatrix} \quad \dots(۱۰-۲)$$

نیروهای شعاعی به شکل بی بُعد، یعنی با تقسیم کردن آنها بر $\rho\pi\Omega^2 R_{T2}^3 L$ تعیین می شوند (این نیروهای بی بُعد با همان نماد ها ولی بدون ستاره مشخص می گردند). طول L در عامل بی بُعد کننده، ممکن است با نوع دستگاه تفاوت کند. در آب بند ها ویاتاقانها، L طول محوری قطعه است. در پمپ های سانتریفوژ، استفاده از عرض مقطع خروجی، یعنی $L = B_2$ ، مناسب تر است. در القاءکننده های محوری، اندازه پره ها در جهت محوری برای L استفاده می شود. تغییر مکان ها با R بی بُعد می گردد. در آب بندها ویاتاقانها، از شعاع روتور استفاده می شود، در پروانه های پمپ های سانتریفوژ، از شعاع خروجی استفاده می گردد یعنی $R = R_{T2}$ است. بنابراین ماتریس $[A]$ با $\rho\pi\Omega^2 R^2 L$ بی بُعد می شود. بهمین روش، گشتاورهای شعاعی و ماتریس گشتاور ها $[B]$ نیز به ترتیب با $\rho\pi\Omega^2 R^4 L$ و $\rho\pi\Omega^2 R^3 L$ بی بُعد می گردند. در این صورت روابط زیر را خواهیم داشت:

$$\begin{Bmatrix} F_x(t) \\ F_y(t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_{0x} \\ F_{0y} \end{Bmatrix} + [A] \begin{Bmatrix} x(t)/R \\ y(t)/R \end{Bmatrix} \quad \dots(۱۰-۳)$$

$$\begin{Bmatrix} M_x(t) \\ M_y(t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} M_{0x} \\ M_{0y} \end{Bmatrix} + [B] \begin{Bmatrix} x(t)/R \\ y(t)/R \end{Bmatrix} \quad \dots(۱۰-۴)$$

مقدار بی بُعد نیروی شعاعی با عبارت، $F_0 = (F_{0x}^2 + F_{0y}^2)^{1/2}$ ، مشخص، و جهت آن، θ نسبت به زبانه یا آب شکن در جهت دوران اندازه گیری می شود. یک مشخصه خاص ماتریس های روتور دینامیکی، $[A]$ و $[B]$ شایسته توجه ویژه ای است. در بسیاری از هندسه ها، نیروهای روتور دینامیکی نسبت به دوران محورهای x و y پایا، باقی می ماند. این خاصیت فقط در حالتی صادق است که روابط ذیل برقرار باشد:

$$A_{xx} = A_{yy} \quad \text{و} \quad A_{xy} = -A_{yx} \quad \dots(۱۰-۵)$$

$$B_{xx} = B_{yy} \quad \text{و} \quad B_{xy} = -B_{yx} \quad \dots(۱۰-۶)$$

بنظر می رسد این مشخصه عملاً در تمام اندازه گیری های تجربی که در مورد توربو ماشین ها انجام شده صدق می کرده است.

روشن است که تغییر مکان نمونه متشکل از یک حرکت چرخشی دایره ای ، " برون مرکزی " ε ، با فرکانس چرخش ω ، است به نحوی که $x(t) = \varepsilon \cos \omega t$ و $y(t) = \varepsilon \sin \omega t$ می باشد. همان گونه که در شکل ۱۰-۱ نشان داده شده است ، گزینه دیگر ، تعریف نیروهای " روتور دینامیکی " به شکل F_t^* و F_n^* است که اولی نیروی عمودی و دومی نیروی مماسی بر مدار دایره ای چرخش در محل آنی مرکز دوران می باشد. توجه شود که F_n^* بصورت مثبت بطرف خارج دایره و F_t^* مثبت در جهت دوران Ω ، تعریف می شود. بنابراین

$$F_n^* = \varepsilon(A_{xx}^* + A_{yy}^*)/2 \quad \dots(۱۰-۷)$$

$$F_t^* = \varepsilon(A_{yx}^* - A_{xy}^*)/2 \quad \dots(۱۰-۸)$$

بهتر است نیروهای عمودی و مماسی بی بُعد ، F_t و F_n ، با تقسیم نمودن آن نیروها بر $\rho\pi\Omega^2 R^2 L \varepsilon$ تعریف شوند. در این صورت میتوان شرایط پایائی دورانی را مجدداً بشکل زیر بیان نمود :

$$A_{xx} = A_{yy} = F_n \quad \dots(۱۰-۹)$$

$$A_{yx} = -A_{xy} = F_t \quad \dots(۱۰-۱۰)$$

از آنجائی که این شرایط در اغلب داده های تجربی صدق می کرده است ، ترسیم F_t و F_n بعنوان نیروهای روتور دینامیکی بصورت تابعی از هندسه ، شرایط کار و نسبت فرکانس ، ω/Ω ، اقدام مناسبی است. این گونه نمایش نیروهای روتور دینامیکی از نقطه نظر تعبیر فیزیکی دارای مزایای چندی است. در بسیاری از کاربردها نیروی عمودی ، F_n در مقایسه با نیروهای بازگرداننده بالقوه ای که در یاتاقان ها و پوسته ایجاد می گردد ، چندان قابل توجه نمی باشد. نیروی مماسی برای پایداری سامانه روتور دارای اهمیت بیشتری است. واضح است که نیروی مماسی که با سرعت چرخش هم جهت باشد ($F_t > 0$ برای $\omega > 0$ یا $F_t < 0$ برای $\omega < 0$) از نقطه نظر روتور دینامیکی ناپایدار کننده است و سبب ایجاد کاهشی ، ناشی از سیال ، در سرعت دوران بحرانی ماشین می گردد. از سوی دیگر F_t در خلاف جهت ω ، پایدار کننده چرخش است.

بعلاوه بین متخصصین روتور دینامیک ، تجزیه ماتریس $[A]$ به ماتریس های ، جرم افزوده ، میرائی و سختی ، امر متداولی است .

$$[A] \begin{Bmatrix} x/R \\ y/R \end{Bmatrix} = - \begin{bmatrix} M & m \\ -m & M \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{x}/R\Omega^2 \\ \ddot{y}/R\Omega^2 \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} C & c \\ -c & C \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{x}/R\Omega \\ \dot{y}/R\Omega \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} K & k \\ -k & K \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x/R \\ y/R \end{Bmatrix} \quad \dots(۱۰-۱۱)$$

در رابطه فوق ، نقطه روی x ، به معنی مشتق گیری بر حسب زمان است ، بنابراین ماتریس جرم افزوده ، $[M]$ ، در بردار شتاب ، ماتریس میرائی ، $[C]$ در بردار سرعت و ماتریس سختی ، $[K]$ در بردار تغییر مکان ضرب شده است . توجه شود که در رابطه فوق فرض شده که ماتریس های $[A]$ ، $[M]$ ، $[C]$ و $[K]$ دارای پایایی چرخشی می باشند ، M و m به ترتیب جرم افزوده مستقیم و متقابل ، C و c میرائی مستقیم و متقابل ، و K و k سختی مستقیم و متقابل است . توجه شود که ضرایب با بُعد روتوردینامیکی ، M^* ، m^* ، C^* ، c^* ، K^* و k^* به مقادیر متناظر بدون بُعد مربوطه با روابط زیر مرتبط می باشند :

$$M, m = \frac{M^*, m^*}{\rho \pi R^2 L} \quad \text{و} \quad C, c = \frac{C^*, c^*}{\rho \pi R^2 L \Omega} \quad \text{و} \quad K, k = \frac{K^*, k^*}{\rho \pi R^2 L \Omega^2} \quad \dots (10-12)$$

معرفی معادله ۱۰-۱۱ معادل این فرض است که اجزاء ماتریس $[A]$ (و نیروهای F_t و F_n) دارای رابطه درجه دوم با سرعت چرخش یا ، نسبت فرکانس ، ω/Ω می باشند . در اینجا بایستی تاکید گردد که نیروهای مکانیک سیالاتی همیشه با چنین رابطه ساده فرکانسی سازگار نیستند . برای مثال ، در بخش ۲-۱۰ ، نیروهائی را مطالعه خواهیم نمود که با $\omega^{3/2}$ متناسب می باشند . معذالک برای متخصصین روتوردینامیک برآورده نمودن روابط درجه دوم بر منحنی تغییرات F_t و F_n در مقابل ω/Ω ارزشمند است ، بنابراین با توجه به روابط فوق نتیجه می شود :

$$F_n = M(\omega/\Omega)^2 - c(\omega/\Omega) - K \quad \dots (10-13)$$

$$F_t = -m(\omega/\Omega)^2 - C(\omega/\Omega) + k \quad \dots (10-14)$$

و در این صورت تمام شش ضریب روتوردینامیکی را میتوان از منحنی درجه دومی که بر منحنی های F_t و F_n در مقابل ω/Ω ، برآورده شده اند ، مستقیماً برآورد نمود .

از آنجائی که معمولاً کوچک است و اغلب ناچیز فرض می شود ، علامت نیروی مماسی تقریباً با مقدار $k\Omega/\omega C$ تعیین می گردد . بنابراین متخصصین روتوردینامیک ، غالباً به بررسی کمیت $k/C = k^*/\Omega C^*$ می پردازند ، که " نسبت چرخش " نامیده می شود (این نسبت نبایستی با نسبت فرکانس چرخش ، ω/Ω اشتباه گرفته شود) . واضح است که نسبت چرخش بزرگتر ، مترادف با دامنه بزرگتری از فرکانس هائی خواهد بود که برای آن ها نیروی مماسی ناپایدار خواهد بود و احتمال بیشتری برای وقوع ناپایداری روتوردینامیکی وجود دارد .

در طی بحث های اخیر تمرکز ما بر روی نیروها بود ، ولی روشن است که مفاهیم مشابهی نیز برای گشتاور های روتوردینامیکی صادق است . بایستی توجه داشت که هر جزء یک توربو ماشین ضریب روتوردینامیکی خاص خود را آشکار می کند و برای تحلیل کامل روتوردینامیکی ماشین ، نیاز به لحاظ نمودن کلیه این موارد می باشد . روش ها ئی که برای انجام چنین تحلیل های روتوردینامیکی بکار می رود ، خارج از موضوع این کتاب است . معذالک سعی خواهیم کرد منشأ این نیروها را در یاتاقان ها ، آب بند ها و سایر اجزاء یک توربو ماشین بررسی نمائیم . علاوه هم جریان اصلی و هم جریان های ناشی مربوط به پروانه بر این پدیده ها اثر دارند . به منظور تسهیل در مقایسه بین آثار روتوردینامیکی که توسط اجزاء مختلف توربو ماشین ظاهر می شود ، از روش بی بعدسازی مشابهی استفاده خواهیم نمود .

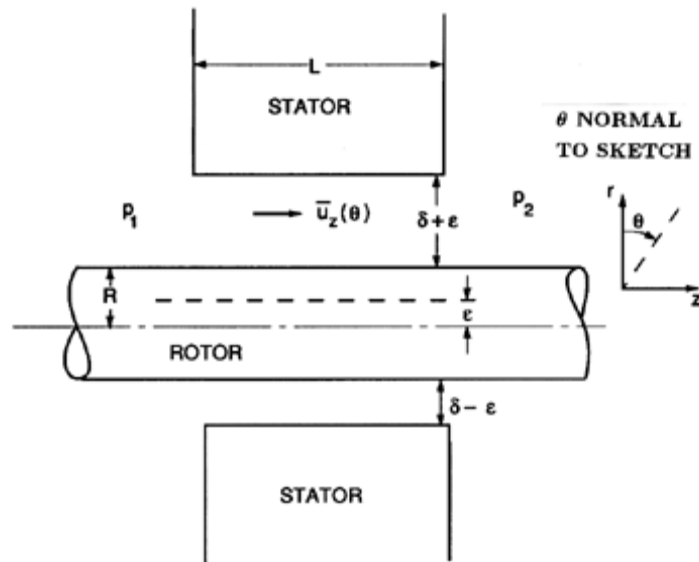
۳-۱۰ یاتاقان های هیدرودینامیکی و آب بند ها

یاتاقان های هیدرودینامیکی ، آب بند ها ، و میراگرهای با لایه فشرده ، گروهی از دستگاه هایی می باشند که در آنها ، جریان در فضای بین دو استوانه متحدالمرکز حرکت می کند ، استوانه داخلی معمولاً محوری است (با شعاع R) که با فرکانس Ω دوران نموده و ممکن است دارای چرخشی با دامنه یا میزان برون مرکزی، ϵ و فرکانس ω باشد. لقی متوسط (عرض فضای حلقوی) با δ و طول محوری با L مشخص می گردد. در یاتاقان های هیدرودینامیکی و همچنین آب بندها، حرکت اصلی سیال توسط دوران محور ایجاد می شود. در آب بندها جریان محوری اضافه ای نیز بلحاظ اختلاف فشار محوری وارده وجود دارد. در میراگرهای با لایه فشرده، حرکت دورانی موجود نمی باشد ولی نیروهائی، توسط حرکت چرخشی " روتور " ایجاد می گردد. عدد رینولدز پارامتر با اهمیتی در این جریان ها است ، و برآورد سه نوع عدد رینولدز متفاوت مفید می باشد، یکی براساس سرعت دورانی ، دومی براساس سرعت متوسط محوری V (که از رابطه $V = Q / 2\pi R \delta$ معین می شود که در آن Q ، گذرحجمی جریان است) ، و سومی براساس سرعت مربوط به حرکت چرخشی می باشد. این اعداد رینولدز به ترتیب ، اعداد رینولدز دورانی ، محوری و چرخشی نامیده شده و از روابط زیر تعیین می گردند:

$$Re_{\Omega} = \Omega R \delta / \nu \quad , \quad Re_V = V \delta / \nu \quad \text{و} \quad Re_{\omega} = \omega R \delta / \nu \quad \dots (۱۰-۱۵)$$

که ν لزجت سینماتیکی سیال واقع در فضای حلقوی می باشد. در یک یاتاقان هیدرودینامیکی لزجت سیال بایستی بقدر کافی زیاد باشد به نحوی که $Re_{\Omega} \ll 1$. زیرا عملکرد یاتاقان بستگی به نیروی بزرگ بازگرداننده یا سختی وارده توسط سیال دارد که در زمان تغیر مکان محور یا روتور از وضعیت هم مرکزی اش وقوع می یابد. بطور نمونه، یاتاقان ها با برون مرکزی متوسطی کار می کنند تا نیروهائی که توسط جریان ایجاد می شود ، بتواند در مقابل وزن روتور یا سایر نیروهای شعاعی تعادل ایجاد نماید. تشخیص این نکته اهمیت دارد که سیال فقط زمانی این نیروی بازگرداننده یا سختی را از بروز می دهد که جریان در فضای حلقوی تحت تاثیر لزجت قرار گرفته باشد. بنابراین در این شرایط ضروری است که $Re_{\Omega} \ll 1$ باشد . اگر این شرایط صادق نباشد و $Re_{\Omega} \gg 1$ ، بنابراین همان گونه که بعداً بحث خواهیم نمود ، علامت نیروی سیال معکوس می گردد و بجای تمایل آن به کاهش برون مرکزی محور ، نیروی سیال در جهت افزایش آن عمل می کند.

این پدیده "اثر برنولی" یا " اثر لختی " نامیده می شود و می توان آنرا به سادگی بصورت زیر توضیح داد. با ایجاد برون مرکزی ، سرعت سیال در بخش هائی از محیط روتور که لقی کاهش یافته ، افزایش خواهد یافت . در اعداد رینولدز بیشتر از واحد ، معادله برنولی صادق است ، و سرعت های بیشتر مترادف با فشار کمتر می باشند . بنابراین در نقاطی که لقی کوچک است فشار سیال کاهش می یابد ، و در نتیجه نیروی خالصی بر روتور در جهت افزایش جابجائی وارد می گردد. این " سختی منفی " ($K < 0$) در روتودینامیک آب بندها و پروانه ها نقش با اهمیتی دارا است.

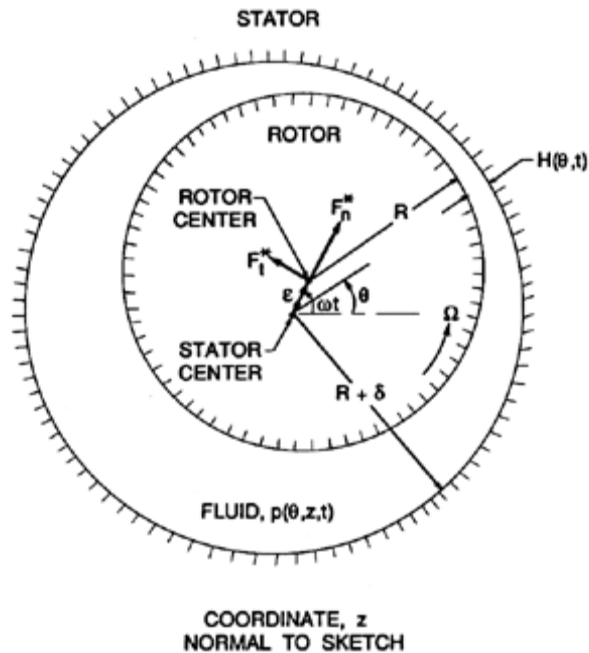


شکل ۱۰-۲ شمای یک آب بند کوتاه که اثر Lomakin را نشان می دهد.

پارامتر با اهمیت دیگر نسبت طول محوری یا تاقان یا آب بند به شعاع آن ، L/R می باشد . برای مقادیر بزرگ L/R ، حرکت های عمده سیال که توسط اختلال های روتوردینامیکی رخ میدهد در جهت محیطی می باشد . از جهت دیگر ، در یک یا تاقان یا آب بند کوتاه ، اثر عمده اختلال روتوردینامیکی ، تغییر سرعت محوری سیال در جهت محیطی می باشد . این منجر به ایجاد پدیده ای موسوم به " اثر لوماکین " در آب بندهای کوتاهی که با اعداد رینولدز زیاد کار می کنند می گردد (Lomakin-۱۹۵۸) . این شرایط در شکل ۱۰-۲ نشان داده شده است ، که در آن از دستگاه مختصات استوانه ای (r, θ, z) برای مشخص کردن آب بند استوانه ای ساده با لقی ، δ استفاده نموده ایم . سرعت سیال ، u_z ، بلحاظ اختلاف فشار ، $\Delta p = (p_1 - p_2)$ ایجاد شده است . سرعت محوری متوسط سیال در لقی را با \bar{u}_z مشخص می کنیم که هنگام جا بجا شدن روتور به اندازه برون مرکزی ، ε ، تابعی از θ خواهد بود . اثر لوماکین با تغییرات محیطی در افت های ورودی این جریان رخ می دهد . در طرفی که لقی کوچک تر است ، افت های ورودی بلحاظ کوچکتر بودن \bar{u}_z ، کوچک تر است . بنابراین فشار متوسط در طرفی که لقی کوچکتر است ، بزرگتر می باشد . و نتیجه اینکه نیروی بازگرداننده بلحاظ این توزیع فشار محیطی ایجاد می گردد . این پدیده بنام اثر لوماکین شناخته شده است و باعث ایجاد سختی مثبت ناشی از سیال ، K می شود . توجه شود که آثار متضاد برنولی و لوماکین می توانند علامت سختی ناشی از سیال را با تغییرات در هندسه آب بند ، تعیین نمایند .

در بخش های بعدی بعضی از آثار روتوردینامیکی ناشی از سیال را در یا تاقان ها ، آب بند ها و پروانه ها بررسی خواهیم نمود .

۴-۱۰ یاتاقان ها در اعداد رینولدز کم



شکل ۳-۱۰ شمای فضای حلقوی پر شده از سیال بین استاتور و روتوری با دوران و چرخش.

ابتدا روتوردینامیک یک یاتاقان هیدرودینامیکی را در اعداد رینولدز کم ($Re_\Omega \ll 1$) مورد بررسی قرار می دهیم. رویکرد متداول به این مسئله استفاده از معادله تقریبی رینولدز برای بیان حرکت سیال در لایه نازک است (Pinkus و Sternlicht-۱۹۶۱). در زمینه حاضر، که سیال بین دو استوانه مدور (طبق شکل ۳-۱۰) محصور شده، این معادله بشکل زیر می باشد:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(H^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(H^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu \left\{ 2 \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (HU) \right\} \quad \dots (۱۰-۱۶)$$

که در آن (θ, z) مختصات محوری و محیطی می باشند. برای یافتن فشار در سیال (که در امتداد شعاعی فاصله لقی، متوسط شده است)، $p(\theta, z, t)$ ، و با مشخص نمودن لقی، $H(\theta, t)$ ، و سرعت سطحی، U ، استوانه داخلی، $(U = \Omega R)$ ، این معادله بایستی حل گردد. برون مرکزی، ε در سرعت چرخشی ω منجر به تعیین H با رابطه $\delta - \varepsilon \cos(\omega t - \theta)$ شده و با جایگزینی H در معادله ۱۶-۱۰، این معادله از نظر فرمولی برای تعیین فشار، تکمیل می گردد. پس از حل آن، نیروهای روتوردینامیکی F_n^* و F_t^* از رابطه زیر تعیین می گردند:

$$\begin{Bmatrix} F_n^* \\ F_t^* \end{Bmatrix} = R \int_0^L \int_0^{2\pi} p \begin{Bmatrix} -\cos(\omega t - \theta) \\ \sin(\omega t - \theta) \end{Bmatrix} d\theta dz \quad \dots (۱۰-۱۷)$$

که L در آن نشان دهنده طول یاتاقان است. در اینجا، دو حل ساده مجانبی این معادله برای اختلال های خطی که در آنها $\delta \ll \varepsilon$ است ارائه می گردد. اولین حل، موسوم به "یاتاقان بلند" است و همانگونه که در بخش قبل بحث شد، در آن فرض می شود که اختلال های غالب در سرعت های محیطی رخ دهد و نه در سرعت های محوری. بنابراین نتیجه می شود که عبارت دوم در معادله ۱۶-۱۰ در مقایسه با عبارت اول ناچیز است. بعلاوه از کلیه جمله های از رتبه دوم به بالای ε صرف نظر می گردد، انتگرال گیری از معادله ۱۶-۱۰ رابطه زیر را حاصل می نماید:

$$p = \frac{6\mu R^2 \varepsilon}{\delta^3} (\Omega - 2\omega) \sin(\omega t - \theta) + \frac{12\mu R^2}{\delta^3} \frac{d\varepsilon}{dt} \cos(\omega t - \theta) \quad \dots (10-18)$$

که با مشخص شدن فشار، نیروهای روتور دینامیکی حاصل می گردد:

$$F_n^* = -\frac{12\pi\mu R^3 L}{\delta^3} \frac{d\varepsilon}{dt} \quad \text{و} \quad F_t^* = \frac{6\pi\mu R^3 L \varepsilon}{\delta^3} (\Omega - 2\omega) \quad \dots (10-19)$$

در حرکت چرخشی پایدار، $d\varepsilon/dt = 0$ است. از عبارت مربوط به F_t^* می توان ضرایب روتور دینامیکی را به شرح زیر تعیین نمود:

$$C^* = \frac{2k^*}{\Omega} = \frac{12\pi\mu R^3 L}{\delta^3} \quad \dots (10-20)$$

$$\text{و} \quad K^* = c^* = M^* = m^* = 0$$

در دومین حل که "یاتاقان کوتاه" نامیده می شود، فرض شده که غالب اختلال های سرعت در سرعت های محوری رخ دهد، معمولاً الزام این فرض، کوچکتر بودن نسبت L/R از 0.5 است. بنابراین با فرض این که فشار نسبت به دو فشار یکنواخت و یکسان در دو انتهای یاتاقان یعنی $z=0$ و $z=L$ اندازه گیری شده باشد، انتگرال گیری رابطه فوق منجر به معادله زیر می گردد:

$$p = z(L-z) \left[\frac{6\mu}{\delta^3} \frac{d\varepsilon}{dt} \cos(\omega t - \theta) - \frac{3\mu\varepsilon}{\delta^3} (\Omega - 2\omega) \sin(\omega t - \theta) \right] \quad \dots (10-21)$$

و در نتیجه نیروهای روتور دینامیکی حاصله بصورت زیر تعیین می گردند:

$$F_n^* = -\frac{\pi\mu RL^3}{\delta^3} \frac{d\varepsilon}{dt} \quad \text{و} \quad F_t^* = \frac{\pi\mu RL^3 \varepsilon}{2\delta^3} (\Omega - 2\omega) \quad \dots (10-22)$$

بنابراین در حالت یاتاقان کوتاه ضرایب روتور دینامیکی بصورت زیر می باشند:

$$C^* = \frac{2k^*}{\Omega} = \frac{\pi\mu RL^3}{2\delta^3} \quad \dots(۱۰-۲۳)$$

همانطوری که ملاحظه می شود ، این نتیجه با معادله ۱۰-۲۰ متفاوت است. توجه شود که نسبت چرخش ، $k^*/\Omega C^*$ ، برای هر دو حالت یاتاقان کوتاه و بلند ، یکسان و برابر ۰/۵ است . بعداً این نسبت را با مقادیری که برای جریان ها و دستگاه های دیگر تعیین خواهد شد ، مقایسه خواهیم نمود.

بویژه توجه به این نکته اهمیت دارد که نیروهای مماسی در هر دو حالت یاتاقان بلند و کوتاه برای حالت ، $\Omega < 2\omega$ ، منفی و در حالت ، $\Omega > 2\omega$ مثبت می باشد. این نتایج ، پدیده " ضربه روغن" در یاتاقان های هیدرودینامیکی را توضیح میدهد که در ابتدا توسط Taylor و Newkirk (۱۹۲۵) تشریح گردید . این پژوهشگران حرکت های شدید محور را در حالتی که سرعت محور به دوبرابر سرعت بحرانی آن برسد ، گزارش کرده اند. این پدیده ، پاسخ یک سامانه دینامیکی در فرکانس طبیعی خود در صورتی است که ، علامت نیروی محرک مماسی مثبت شود، عبارت دیگر، زمانی است که $\Omega > 2\omega$ گردد (نگاه کنید به Hori-۱۹۵۹). توجه به این نکته جالب است که شرایط بحرانی مشابهی در جریان های با اعداد رینولدز زیاد در لایه های روغن رخ می دهد (به معادله های ۱۰-۳۶ و ۱۰-۳۷ مراجعه کنید).

نتایج خطی ساده ای را که در فوق تشریح شد به روش های مختلفی می توان تکمیل نمود. اول اینکه جواب های مشابهی برای حالت عمومی که در آن لزوماً ، برون مرکزی در مقایسه با لقی کوچک نباشد ، قابل حصول است. نتایج حاصله (Vance-۱۹۸۸) برای یاتاقان های بلند به شکل زیر می باشد :

$$F_n^* = -\frac{12\pi\mu R^3 L}{\delta^3} \frac{1}{(1-\varepsilon^2/\delta^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{d\varepsilon}{dt} \quad \dots(۱۰-۲۴)$$

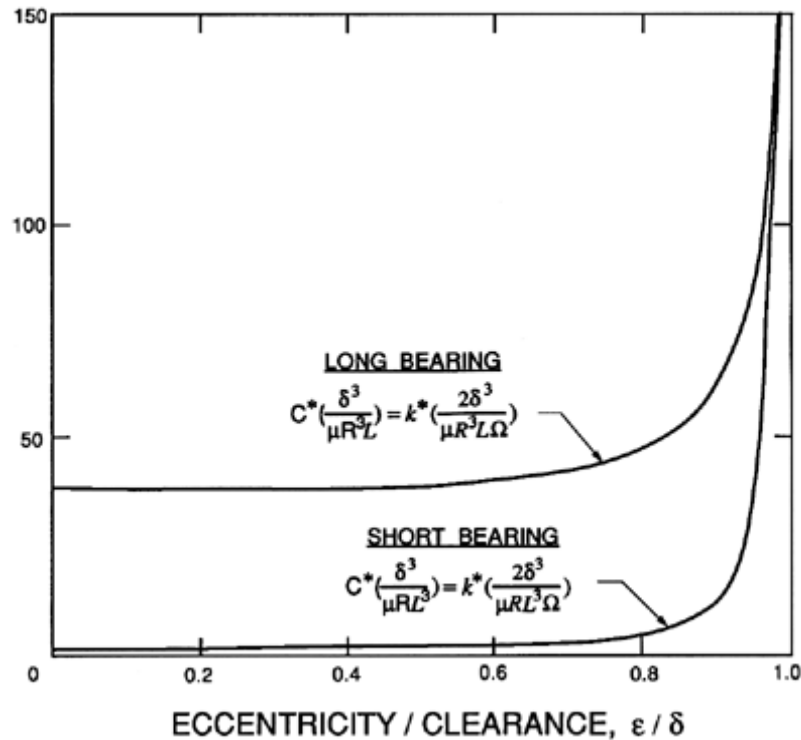
$$F_t^* = \frac{6\pi\mu R^3 L(\Omega - 2\omega)}{\delta^3} \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon^2/\delta^2)(2+\varepsilon^2/\delta^2)^{\frac{3}{2}}} \quad \dots(۱۰-۲۵)$$

و در حالت یاتاقان کوتاه ،

$$F_n^* = -\frac{\pi\mu RL^3}{\delta^3} \frac{(1+2\varepsilon^2/\delta^2)}{(1-\varepsilon^2/\delta^2)^{\frac{5}{2}}} \frac{d\varepsilon}{dt} \quad \dots(۱۰-۲۶)$$

$$F_t^* = \frac{\pi\mu RL^3(\Omega - 2\omega)}{2\delta^3} \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon^2/\delta^2)^{\frac{3}{2}}} \quad \dots(۱۰-۲۷)$$

شاید این تنها حالتی باشد که بتوان نیروها و ضرایب روتوردینامیکی را به ازای مقادیری از برون مرکزی ، ε ، که با لقی ، δ قابل مقایسه است ، برآورد نمود. این تحلیل غیر خطی منجر به تعیین ضرایب روتوردینامیکی گردیده که توابعی از برون مرکزی ، ε می باشند و تغییرات آنها با نسبت ε/δ بصورت گراف در شکل ۱۰-۴ نشان داده شده است. توجه شود که مقادیر خطی که در معادله های ۱۰-۲۰ و ۱۰-۲۳ داده شده تا ε/δ برابر ۰/۵ معتبر است.



شکل ۴-۱۰ میرائی و سختی متقابل بی‌بعد در یاتاقان های بدون کاویتاسیون بلند و کوتاه بعنوان تابعی از نسبت برون مرکزی (ϵ / δ).

دوم ، توجه به این نکته اهمیت دارد که کاویتاسیون یا آزاد کردن گاز در یاتاقان هائی که با مایع پر شده اند در اغلب موارد منجر به پر شدن بخش اعظم فضای حلقوی با گاز یا حباب های گازی می گردد. برای بازبینی این موضوع پیچیده ، خواننده به مقاله Dowson و Taylor (۱۹۷۹) رجوع نماید. در تحلیل های مربوط به روغن کاری به منظور لحاظ نمودن این " کاویتاسیون " اغلب از تقریب های کاملاً خامی استفاده می شود. رایج ترین تقریب ، این فرض است که دو ربع دایره ای که در آن فشار به مقداری کمتر از مقدار متوسط کاهش می یابد، بجای مایع، کاملاً از گاز (یا بخار) پر شده باشد. این فرض ابتکاری که ، یاتاقان کاویتاسیونی با لایه π نامیده می شود ، منجر به تعیین نیروهای روتور دینامیکی به شرح زیر می گردد (Vance-۱۹۸۸).

برای یاتاقان بلند با کاویتاسیون (لایه π) :

$$F_n^* = -\frac{6\mu R^3 L}{\delta^2} \left[\frac{2|\Omega - 2\omega|\epsilon^2}{\delta^2 (2 + \epsilon^2 / \delta^2)(1 - \epsilon^2 / \delta^2)} + \frac{\pi d\epsilon / dt}{\delta (1 - \epsilon^2 / \delta^2)^{3/2}} \right] \quad \dots (10-28)$$

$$F_t^* = \frac{6\mu R^3 L}{\delta^3} \left[\frac{(\Omega - 2\omega)\pi\epsilon}{(2 + \epsilon^2 / \delta^2)(1 - \epsilon^2 / \delta^2)^{3/2}} + \frac{4d\epsilon / dt}{(1 + \epsilon / \delta)(1 - \epsilon^2 / \delta^2)} \right] + 2RLp_0 \quad \dots (10-29)$$

که در این رابطه p_0 فشار گاز در حفره می باشد. این روابط با روابطی که توسط Hori (۱۹۵۹) برای توضیح پدیده "ضربه روغن" بکار گرفته شده، تشابهاتی دارد ولی کاملاً یکسان نمی باشند. برای یاتاقان کوتاه با کاویتاسیون (لایه π):

$$F_n^* = -\frac{\mu RL^3}{\delta^2} \left[\frac{|\Omega - 2\omega| \varepsilon^2}{\delta^2 (1 - \varepsilon^2 / \delta^2)^2} + \frac{\pi(1 + 2\varepsilon^2 / \delta^2) d\varepsilon / dt}{2\delta(1 - \varepsilon^2 / \delta^2)^{\frac{5}{2}}} \right] \dots (۱۰-۳۰)$$

$$F_t^* = \frac{\mu RL^3}{\delta^2} \left[\frac{(\Omega - 2\omega)\pi\varepsilon}{4\delta(1 - \varepsilon^2 / \delta^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{2\varepsilon d\varepsilon / dt}{\delta^2 (1 - \varepsilon^2 / \delta^2)^2} \right] + 2RLp_0 \dots (۱۰-۳۱)$$

معذالک ملاحظه این نکته مقتضی است که ضرایب روتوردینامیکی تحت شرایط کاویتاسیون بایستی بصورت تجربی اندازه گیری شوند، و تا مشخص شدن نتایج این چنین آزمایش هائی، بایستی به روابط فوق تا حدودی با تردید نگریسته شود. بالاخره، توجه خواننده را به این نکته جلب می نمائیم که در تمام تحلیل های فوق، از آثار لختی سیال صرف نظر گردید، در نتیجه سوالی که مطرح می شود این است که زمانی که اعداد رینولدز Re_Ω خیلی کوچک نباشند، نتایج چگونه تغیر خواهد نمود. برای انجام این تحلیل ها لازم است به معادلات کامل ناویه - استوکس بازگشت شود، نویسنده، تحقیقاتی را در مورد راه حل های این معادلات در حالت یاتاقان بلند انجام داده است (Brennen - ۱۹۷۶). این مطالعات نشان داده که در حالت چرخش با برون مرکزی ثابت ($d\varepsilon / dt = 0$)، دو سری از نتایج جداگانه که بعنوان مجانب تلقی می شوند، برای حالت $Re_\omega \ll \delta^3 / R^3$ و برای حالت $\delta^3 / R^3 \ll Re_\omega \ll \delta^2 / R^2$ وجود دارد، در حالت $Re_\omega \ll \delta^3 / R^3$ ، نیروهای روتوردینامیکی عبارتند از:

$$F_n = -\frac{9}{4} \frac{R^5}{\delta^5} \left(1 - \frac{2\omega}{\Omega} \right) \dots (۱۰-۳۲)$$

ضمناً نیروی F_t^* مشابه مقدار ارائه شده در معادله ۱۰-۱۹ می باشد. توجه شود که معادله ۱۰-۳۲ مترادف با سختی مستقیم K و میرائی متقابل c وفق رابطه زیر است:

$$K = \frac{c}{2} = \frac{9}{4} \frac{R^5}{\delta^5} \dots (۱۰-۳۳)$$

از سوی دیگر، برای دامنه اعداد رینولدزی که با $\delta^2 / R^2 \ll Re_\omega \ll \delta^3 / R^3$ مشخص می شوند، نیروهای روتوردینامیکی عبارتند از:

$$F_n = \frac{16\delta}{R \cdot \text{Re}_\Omega^2} \left(\frac{2\omega}{\Omega} - 1 \right) \quad \text{و} \quad F_t = \frac{128\delta^4}{3R^4 \cdot \text{Re}_\Omega^3} \left(1 - \frac{2\omega}{\Omega} \right) \quad \dots (10-34)$$

بنحوی که روابط زیر نیز صادق می باشند:

$$K = \frac{c}{2} = \frac{16\delta}{R \cdot \text{Re}_\Omega^2} \quad \text{و} \quad C = 2k = \frac{256\delta^4}{3R^4 \cdot \text{Re}_\Omega^3} \quad \dots (10-35)$$

در دو حالت فوق، سختی مستقیم، K ، مثبت است که به معنی نیروی هیدرودینامیکی بازگرداننده ای است که توسط جمله های مربوط به لختی در معادلات حرکت سیال، پدید آمده است.

۱۰-۵ فضای حلقوی در اعداد رینولدز زیاد

حال جریان هائی را مورد مطالعه قرار می دهیم که اعداد رینولدز در آنها بسیار بزرگتر از واحد است. نام "یاتاقان" در اینجا حذف شده است، زیرا جریان، مشخصه های روتور دینامیکی لازم برای ایفای نقش بعنوان یاتاقان هیدرودینامیکی را دارا نمی باشد. معذالک، از آنجائی که در بسیاری از موارد روتور ها با سیال هائی که در فضاهای حلقوی اطراف آنها حرکت می کنند، محصور می شوند، چنین جریان هائی جالب توجه می باشند. Fritz (۱۹۷۰) تعمیمی بر تئوری روغنکاری را بکار برد، که در آن آثار لختی سیال و آثار اصطکاکی، در انواع متعددی از جریان ها در فضای حلقوی، شامل جریان گردابی Taylor و جریان کاملاً درهم، لحاظ شده بود. اگرچه بعضی از استدلال های وی جنبه غیر مستدل دارد، نتایج حاصله، بلحاظ ارزش عملی آنها در اینجا، ذکر می شود. نیروهای روتور دینامیکی که او تعیین کرده است بشرح زیر می باشند:

$$F_n^* = \frac{\pi \rho R^3 L}{\delta} \left[\varepsilon \left(\frac{\Omega}{2} - \omega \right)^2 - \frac{d^2 \varepsilon}{dt^2} - \Omega f \frac{d\varepsilon}{dt} \right] \quad \dots (10-36)$$

$$F_t^* = \frac{\pi \rho R^3 L}{\delta} \left[\Omega \varepsilon f \left(\frac{\Omega}{2} - \omega \right) - (\Omega - 2\omega) \frac{d\varepsilon}{dt} \right] \quad \dots (10-37)$$

که در این روابط، f جمله مربوط به اصطکاک سیال است و برحسب نوع جریان سیال در فضای حلقوی تغییر می کند. برای جریان آرام، $f = 12\nu / \delta^2 \Omega$ است، اولین جمله در کرشه مربوط به F_t^* و آخرین جمله F_n^* با نیروهای مربوط به یاتاقان بلند بدون کاویتاسیون که در معادله ۱۰-۱۹ ارائه شده مشابه است. ولی Fritz شکل های دیگری از ضریب f را برای جریان گردابی Taylor و جریان درهم نیز ایجاد نموده است. بطور نمونه برای جریان درهم رابطه زیر داده شده است:

$$f = 1.14 f_T R / \delta \quad \dots (10-38)$$

که در آن f_T ضریب اصطکاکی است که به عدد رینولدز Re_Ω مرتبط است .
سایر جملات موجود در معادله های ۱۰-۳۶ و ۱۰-۳۷ که شامل f نمی باشند ، ناشی از لختی سیال و تابع جرم افزوده ، $M^* = \pi \rho R^3 L / \delta$ است که توسط Fritz در اندازه گیری های تجربی تأیید گردیده است. توجه شود که معادله های ۱۰-۳۶ و ۱۰-۳۷ مترادف با ضرایب روتوردینامیکی به شرح ذیل می باشند:

$$\begin{aligned} M &= R / \delta \quad , \quad c = R / \delta \quad \text{و} \quad K = R / 4\delta \\ m &= 0 \quad , \quad C = fR / \delta \quad \text{و} \quad k = fR / 2\delta \end{aligned} \quad \dots (10-39)$$

نویسنده این کتاب ، این جریان ها را با استفاده از معادلات ناویه – استوکس مطالعه کرده است (Brennen - ۱۹۷۶) . برای فضاهای حلقوی که در آنها δ لزوماً در مقایسه با R کوچک نیست ، جرم افزوده وفق رابطه زیر تعیین می گردد:

$$M^* = \frac{\pi \rho L R^2 (R_s^2 + R^2)}{(R_s^2 - R^2)} \quad \dots (10-40)$$

که در آن ، R_s شعاع استاتور صلب می باشد.

۱۰-۶ میراگرهای با لایه فشرده

میراگر با لایه فشرده از استوانه توخالی بدون دورانی تشکیل شده که با فضائی حلقوی محتوی سیال در یک استوانه خارجی محصور شده است . محوری در استوانه ثابت داخلی ، حرکت می کند که ممکن است حرکات چرخشی بدون دوران داشته باشد . هدف از کاربرد فضای حلقوی محتوی سیال ، میرا نمودن حرکات روتوردینامیکی محور است. بنابراین شکل ۱۰-۳ در صورتی که Ω برابر صفر باشد ، می تواند نشان دهنده یک میراگر با لایه فشرده در نظر گرفته شود. این دستگاه با اعداد رینولدز ، Re_ω ، پائین کار می کند و بسیاری از نتایجی که تابحال توضیح داده شد می تواند برای میراگر با لایه فشرده نیز صادق باشد. روشن است که تحلیل هائی را می توان برای میراگرهای با لایه فشرده بلند و کوتاه ، ایجاد نمود. جریان در میراگر بلند را می توان به کمک حل های تقریبی معادله کامل ناویه استوکس تحلیل نمود (Brennen - ۱۹۷۶). دوسری از نتایج مجانبی ، بر حسب اینکه Re_ω خیلی کوچکتر و یا خیلی بزرگتر از مقدار $72R / \delta$ باشد ، قابل حصول است . در حالت لایه نازک ($\delta \ll R$) ، نیروهای روتوردینامیکی برای حالتی که $Re_\omega \ll 72R / \delta$ باشد ، وفق روابط زیر تعیین می گردند:

$$F_n^* = 6\pi \rho R^3 L \omega^2 \varepsilon / 5\delta \quad \dots (10-41)$$

$$F_t^* = 12\pi \mu R^3 L \omega \varepsilon / \delta^3 \quad \dots (10-42)$$

که F_t^* در این حالت ، مشابه یاتاقان بلند بدون کاویتاسیون است. از سوی دیگر ، برای حالت $Re_\omega >> 72R/\delta$ روابط زیر تعیین شده است:

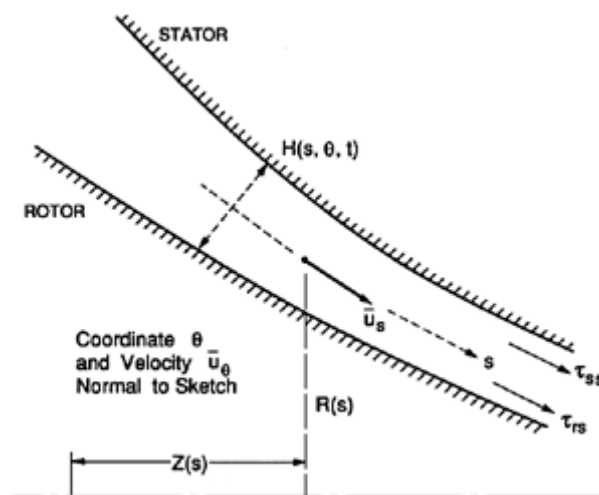
$$F_n^* = \frac{\pi \rho R^3 L \omega^2 \varepsilon}{\delta} \left[1 + \left(\frac{2\nu}{\omega \delta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad \dots (10-43)$$

$$F_t^* = \pi \rho R^2 L \omega^2 \varepsilon \left(\frac{2\nu}{\omega \delta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots (10-44)$$

جملات وابسته به $\omega^{3/2}$ در روابط فوق برای متخصصین روتوردینامیک بسیار نا آشناست. معذالک چنین وابستگی به فرکانس در جریان هائی معمول می باشد که پخش تاوانی در آنها غالب است .

روابط ۱۰-۴۱ تا ۱۰-۴۴ به دامنه های کوچک ، $\varepsilon << \delta$ و مقادیر $\omega \varepsilon^2 / \nu << 1$ محدود می گردد. در دامنه ها و اعداد رینولدز ، $\omega \varepsilon^2 / \nu$ بزرگتر ، لازم است به تحلیل های روغنکاری و در صورت لزوم با جملات تکمیلی لختی به همان روش مذکور در بخش قبل ، مبادرت گردد. Vance (۱۹۸۸) چنین رویکردی را برای تحلیل میراگرهای با لایه فشرده توصیف کرده است.

۱۰-۷ آب بند های حلقوی با جریان درهم



شکل ۱۰-۵ شمای فضای حلقوی بین روتور و استاتور که از سیال پر شده ، برای تحلیل روغن کاری درهم.

جریان سیال در آب بند های حلقوی ، بلحاظ بالا بودن اعداد رینولدز ، معمولاً درهم است. در این بخش رویکردهائی را که بمنظور تعیین خواص روتوردینامیکی این جریان ها بکار برده شده توصیف خواهیم نمود. Black و همکاران وی (Black، ۱۹۶۹ و Black و Jenson، ۱۹۷۰) اولین پژوهشگرانی بودند که سعی در بررسی و مدل سازی روتوردینامیک آب بندهای حلقوی با

جریان در هم نمودند. مدل های حجمی جریان (مشابه معادله های روغنکاری رینولدز) ، بکار گرفته شده اند. در این مدل ها از مولفه های سرعت ، $\bar{u}_z(z, \theta)$ و $\bar{u}_\theta(z, \theta)$ استفاده شده ، که در فاصله لقی ، بصورت متوسط تعیین شده اند. Black و Jenson فرضیات غیرمستدل متعددی در مدل خود بکار برده اند ، مانند این فرض که ، $\bar{u}_\theta = R\Omega/2$ است. بعلاوه، معادلات حاکم بر آنها به معادلات شناخته شده روغنکاری در هم ، کاهش نمی یابد. این موضوع باعث شد Childs (۱۹۸۳b) نسخه تجدیدنظر شده ای از مدل جریان حجمی را منتشر کند ، لذا در اینجا روی مدل Childs تمرکز خواهیم نمود. همچنین Childs (۱۹۸۷ و ۱۹۸۹) تعمیم هندسی همین مدل حجمی را بمنظور بررسی مشخصه های روتوردینامیکی جریان های ناشی از رانش به مکش ، در اطراف پروانه پمپ سانتریفوژ بسته ، بکار گرفت ، بنابراین در اینجا از تحلیل عمومی تر او استفاده خواهد شد. هندسه مدل در شکل ۵-۱۰ نشان داده شده ، و با مختصات نصف النهاری فاصله روتور و استاتور ، $Z(s)$ و $R(s)$ ، $0 < s < L$ ، تعریف می شود، که در آن طول s ، در امتداد نصف النهار اندازه گیری شده است. لقی با $H(s, \theta, t)$ و مقدار بدون اختلال H با $\delta(s)$ ، مشخص می گردد. معادلاتی که بر جریان حجمی حاکمند در فاصله لقی ، بصورت متوسط تعیین شده اند. این باعث شده که معادله پیوستگی به شکل زیر حاصل گردد:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(H\bar{u}_s) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta}(H\bar{u}_\theta) + \frac{H}{R} \frac{dR}{ds} \bar{u}_s = 0 \quad \dots (۱۰-۴۵)$$

\bar{u}_θ و \bar{u}_s ، سرعت های متوسط تعیین شده در هر مقطعی از لقی می باشند. معادلات اندازه حرکت در جهت های نصف النهاری و محیطی بشکل زیر هستند:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\tau_{ss}}{\rho H} + \frac{\tau_{sr}}{\rho H} - \frac{\bar{u}_\theta^2}{R} \frac{dR}{ds} + \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial t} + \frac{\bar{u}_\theta}{R} \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \theta} + \bar{u}_s \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \theta} \quad \dots (۱۰-۴۶)$$

$$-\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial \theta} = \frac{\tau_{\theta s}}{\rho H} + \frac{\tau_{\theta r}}{\rho H} + \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial t} + \frac{\bar{u}_\theta}{R} \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial \theta} + \bar{u}_s \frac{\partial \bar{u}_\theta}{\partial s} + \frac{\bar{u}_\theta \bar{u}_r}{R} \frac{dR}{ds} \quad \dots (۱۰-۴۷)$$

رویکرد بکارگرفته شده در اینجا ، توسط Hirs (۱۹۷۳) ، برای تعیین تنش های برشی در هم ، τ_{ss} و $\tau_{\theta s}$ که توسط سیال به ترتیب در جهات s و θ بر استاتور وارد می گردد ، مورد استفاده قرار گرفته است.

$$\frac{\tau_{ss}}{\rho \bar{u}_s} = \frac{\tau_{\theta s}}{\rho \bar{u}_\theta} = \frac{A_s \bar{u}_s}{2} \left[1 + (\bar{u}_\theta / \bar{u}_s)^2 \right]^{\frac{m_s+1}{2}} (\text{Re}_s)^{m_s} \quad \dots (۱۰-۴۸)$$

و تنش های $\tau_{\theta r}$ و τ_{sr} که در همان جهات بر روتور توسط سیال وارد می گردد عبارتند از:

$$\frac{\tau_{sr}}{\rho \bar{u}_s} = \frac{\tau_{\theta r}}{\rho (\bar{u}_\theta - \Omega R)} = \frac{A_r \bar{u}_s}{2} \left[1 + \{ (\bar{u}_\theta - \Omega R) / \bar{u}_s \}^2 \right]^{\frac{m_\theta+1}{2}} (\text{Re}_s)^{m_\theta} \quad \dots (۱۰-۴۹)$$

که عدد رینولدز نصف النهاری محلی بصورت زیر تعریف شده است:

$$Re_s = H\bar{u}_s / \nu \quad \dots(10-50)$$

و ثابت های A_s ، A_r ، m_s و m_θ بنحوی انتخاب شده اند که با داده های موجود مرتبط با تنش های برشی در هم ، برازنده باشند. Childs (۱۹۸۳a) مقادیر نمونه زیر را برای این ثابت ها بکار برده است :

$$A_s = A_r = 0.0664 \quad \text{و} \quad m_s = m_\theta = -\frac{1}{4} \quad \dots(10-51)$$

لقی ، فشار و سرعت ها ، به مولفه های متوسط (زیر نویس 0) که معرف حالت بدون چرخش و مولفه های کوچک اختلال های خطی (زیر نویس 1) ، ناشی از برون مرکزی ، ε که با فرکانس چرخش ، ω حرکت می کنند ، تقسیم می شوند .

$$\begin{aligned} H(s, \theta, t) &= H_0(s) + \varepsilon \operatorname{Re}\{H_1(s)e^{i(\theta-\omega t)}\} \\ p(s, \theta, t) &= p_0(s) + \varepsilon \operatorname{Re}\{p_1(s)e^{i(\theta-\omega t)}\} \end{aligned} \quad \dots(10-52)$$

$$\bar{u}_s(s, \theta, t) = \bar{u}_{s0}(s) + \varepsilon \operatorname{Re}\{\bar{u}_{s1}(s)e^{i(\theta-\omega t)}\}$$

$$\bar{u}_\theta(s, \theta, t) = \bar{u}_{\theta0}(s) + \varepsilon \operatorname{Re}\{\bar{u}_{\theta1}(s)e^{i(\theta-\omega t)}\}$$

این عبارت ها در معادلات حاکم بر جریان که در فوق فهرست گردید ، جایگزین شده اند تا یک دستگاه معادلات برای مقادیر مربوط به جریان متوسط ، $(\bar{u}_{s0}$ و $\bar{u}_{\theta0}$ ، p_0) و دستگاه معادلات ثانوی دیگری برای مقادیر اختلال ها $(\bar{u}_{s1}$ و $\bar{u}_{\theta1}$ ، p_1) ، حاصل گردد ، از جملات حاوی مرتبه های دوم و بالاتر ε ، صرف نظر شده است.

با نوع پیچیده ای از هندسه که به جریان های ناشی از رانش به مکش پمپ های سانتریفوژ مربوط است لازم است ، این دو دستگاه معادلات بصورت عددی برای برآورد فشارها و سپس نیروهای وارد بر روتور ، حل شوند. معذالک برای حالت آب بند های ساده حلقوی که سطح مقطع آن باریک نشود و روابط ساده زیر در آنها صادق باشد:

$$R(s) = R \quad , \quad H_0(s) = \delta \quad , \quad s = z \quad \text{و} \quad H_1(s) = 1 \quad \dots(10-53)$$

و در آن :

$$\bar{u}_{s0} = \frac{Q}{2\pi R \delta} = V \quad \dots(10-54)$$

که در آن Q گذر حجمی جریان است ، Childs (۱۹۸۳a) توانست ، حل تحلیلی برای دستگاه معادلات متوسط و اختلالی را تعیین نماید. برآورد نیروهای روتوردینامیکی منجر به تعیین ضرایب روتوردینامیکی وفق روابط زیر گردیده است:

$$K = \left(\frac{2\Delta p^T}{\rho V^2} \right) \phi^2 \frac{R}{2\lambda_1 L} [\mu_0 - \mu_2 (L/2\phi R)^2] \quad \dots (۱۰-۵۵)$$

$$C = 2k = \left(\frac{2\Delta p^T}{\rho V^2} \right) \frac{\phi \mu_1}{2\lambda_1} \quad \dots (۱۰-۵۶)$$

$$M = c = \left(\frac{2\Delta p^T}{\rho V^2} \right) \frac{\mu_2 L}{2\lambda_1 R} \quad \dots (۱۰-۵۷)$$

که در آن ϕ ، ضریب جریان ($\phi = V/\Omega R$) و Δp^T افت فشار کل در آب بند است، که روابط زیر برای آن صدق می کند :

$$\frac{2\Delta p^T}{\rho V^2} = 1 + C_E L + 2\lambda_2 \quad \dots (۱۰-۵۸)$$

و پارامترهای λ ، μ_0 ، μ_1 و μ_2 از روابط زیر حاصل می گردند:

$$\lambda_1 = 0.0664(\text{Re}_V)^{-\frac{1}{4}} [1 + 1/4\phi^2]^{\frac{3}{8}} \quad \dots (۱۰-۵۹)$$

$$\lambda_2 = \lambda_1 L / \delta \quad \dots (۱۰-۶۰)$$

$$\mu_0 = 5\lambda_2^2 \mu_5 / 2(1 + C_{EL} + 2\lambda_2) \quad \dots (۱۰-۶۱)$$

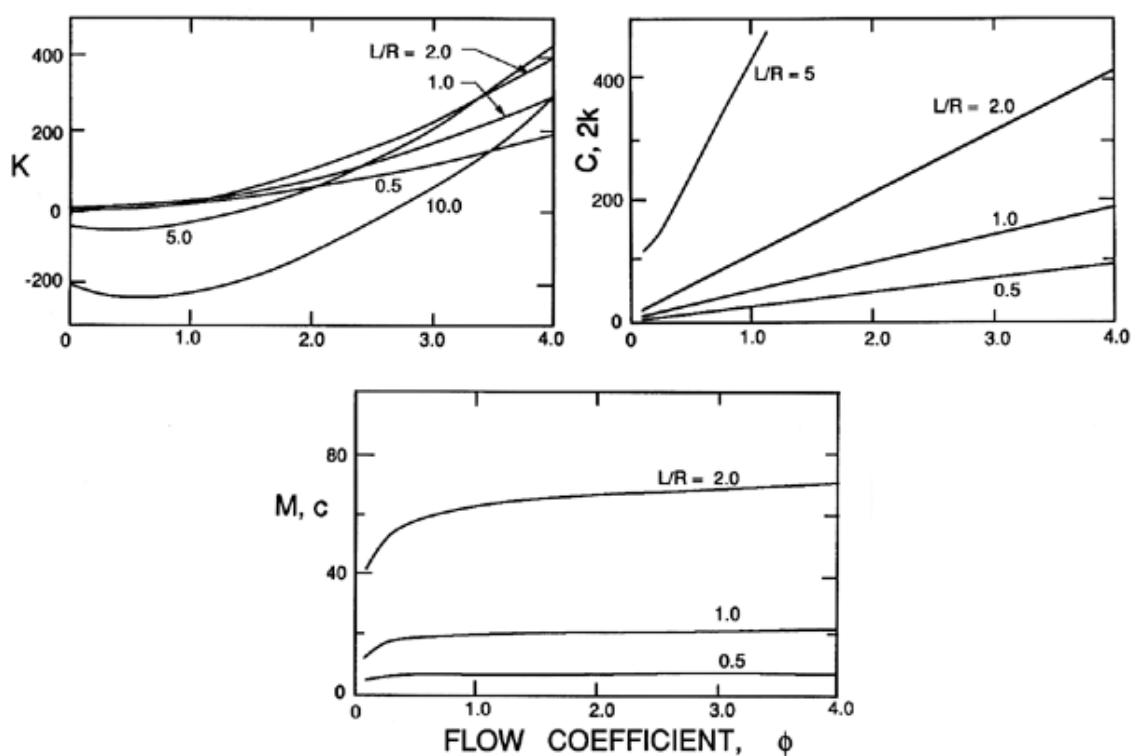
$$\mu_1 = 2\lambda_2 \left\{ \mu_5 + \frac{1}{2} \lambda_2 \mu_4 (\mu_5 + 1/6) \right\} / (1 + C_{EL} + 2\lambda_2) \quad \dots (۱۰-۶۲)$$

$$\mu_2 = \lambda_2 (\mu_5 + 1/6) / (1 + C_{EL} + 2\lambda_2) \quad \dots (۱۰-۶۳)$$

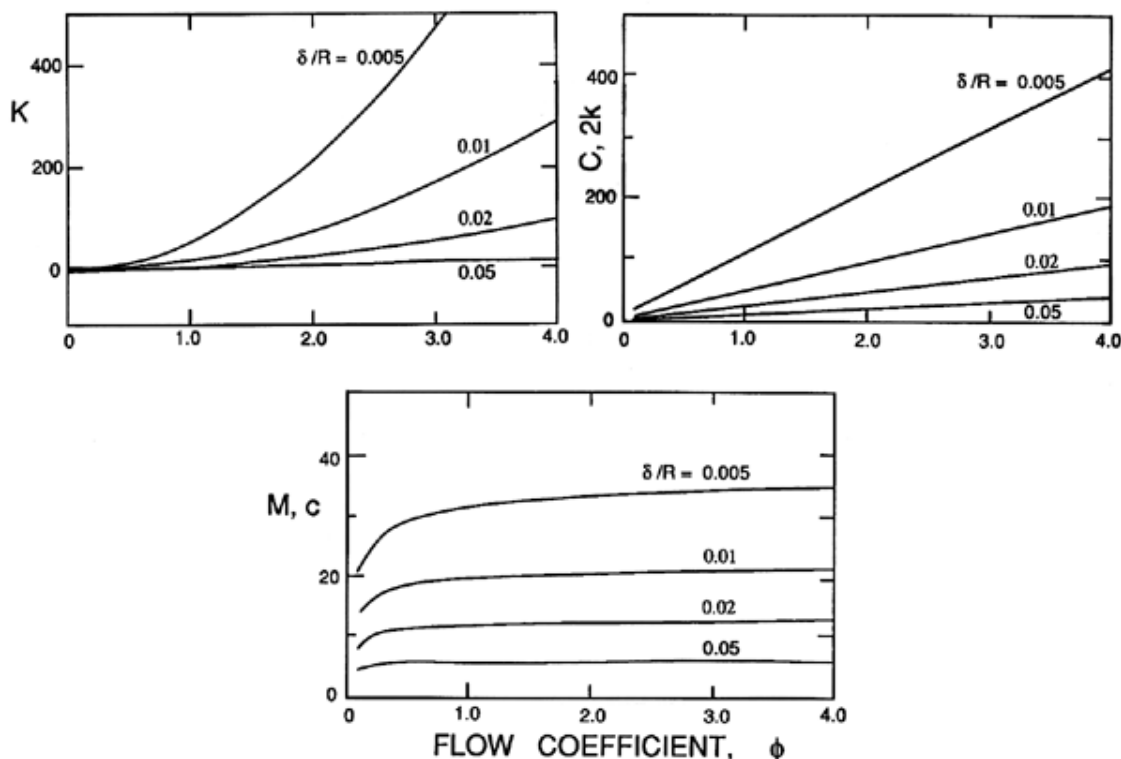
$$\mu_4 = (1 + 7\phi^2) / (1 + 4\phi^2) \quad \dots (۱۰-۶۴)$$

$$\mu_5 = (1 + C_{EL}) / 2(1 + C_{EL} + \mu_4 \lambda_2) \quad \dots (۱۰-۶۵)$$

که در آن C_{EL} ضریب افت ورودی می باشد که داده های Yamada (۱۹۶۲) برای آن بکار رفته است. توجه کنید که در رابطه بیان کننده K دو عبارت وجود دارد ، نخستین ، که شامل μ_0 می باشد ، ناشی از اثر Lomakin است در حالی که دومین ، شامل μ_2 است که نتیجه اثر برنولی می باشد (بخش ۳-۱۰) .



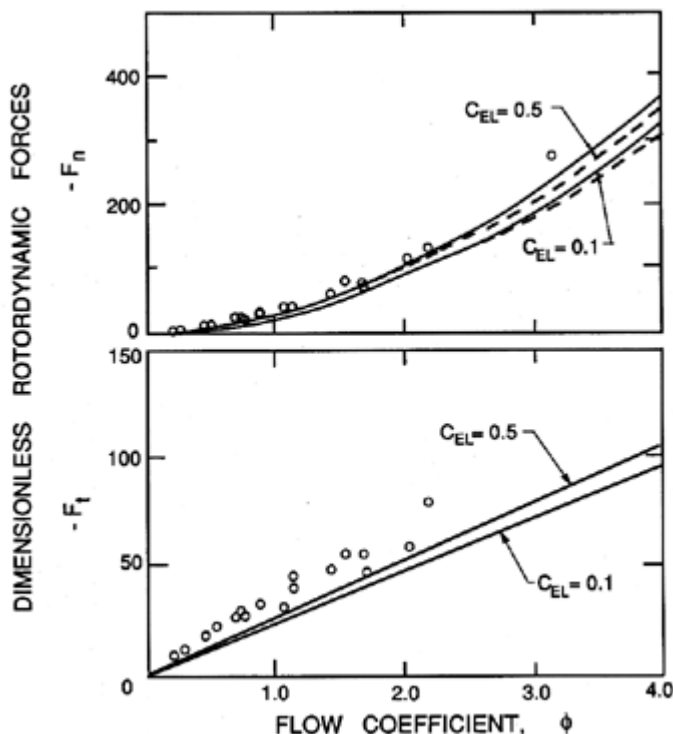
شکل ۶-۱۰ ضرایب نمونه بی بُعد روتوردینامیکی برگرفته از تحلیل Childs (۱۹۸۳a) مربوط به آب بند حلقوی ساده بدون باریک شدگی مقطع با مقادیر: $\delta/R = 0.01$ ، $Re_v = 5000$ و $C_{EL} = 0.1$.



شکل ۷-۱۰ ضرایب نمونه بی بُعد روتوردینامیکی برگرفته از تحلیل *Childs* (۱۹۸۳a) مربوط به آب بند حلقوی ساده بدون باریک شدگی مقطع با مقادیر: $L/R = 1$ ، $Re_v = 5000$ و $C_{EL} = 0.1$.

نتایج حاصله توسط Black و Jensen (۱۹۷۰)، به جز عبارت های مربوط به بعضی از مقادیر λ ، μ ، مشابه روابط فوق الذکر است. *Childs* (۱۹۸۳a) دو سری از عبارت ها را باهم مقایسه نمود و مشاهده کرد که اختلاف اصلی در این است که جرم افزوده (M) عمدتاً کمتری از روابط Black و Jensen، حاصل می گردد. در اینجا همچنین خاطر نشان می کنیم که *Childs* (۱۹۸۳a) آثار مربوط به پیش چرخش ورودی را که بر ضرایب روتوردینامیکی تاثیر زیادی می گذارد در تحلیل خود لحاظ نموده است. در نتایج فوق الذکر پیش چرخش منظور نشده است.

نتایج نمونه حاصله از عبارت های ۱۰-۵۵ تا ۱۰-۵۷ در شکل های ۱۰-۶ تا ۱۰-۷ ترسیم شده که تغییرات ضرایب روتوردینامیکی را با ضریب جریان ϕ و نسبت های هندسی L/R و δ/R نشان می دهد. آثار عدد رینولدز، Re_v و ضریب افت ورودی همانگونه که در شکل ۱۰-۸ نشان داده شده کوچک است. به تغییر علامت سختی مستقیم K توجه گردد که ناشی از بزرگتر شدن اثر لوماکین از اثر برنولی یا بالعکس می باشد. همچنین توجه شود که نسبت چرخش، k/C در تمام موارد برابر ۰/۵ است.



شکل ۸-۱۰ نتایج اندازه‌گیری‌های *Childs* و *Dressman* (۱۹۸۲) از نیروهای روتوردینامیکی در یک آب‌بند حلقوی مستقیم ($\delta/R = 0.01$ و $L/R = 1$) برای دامنه اعداد رینولدز $2205 < Re_v < 13390$ و تحت تحریک همزمان. همچنین نتایج پیش‌بینی‌های نظری *Childs* (۱۹۸۳a) برای $Re_v = 10000$ (خطوط پر) و $Re_v = 15000$ (خط چین‌ها) و دو ضریب افت ورودی متفاوت C_{EL} ، نشان داده شده است.

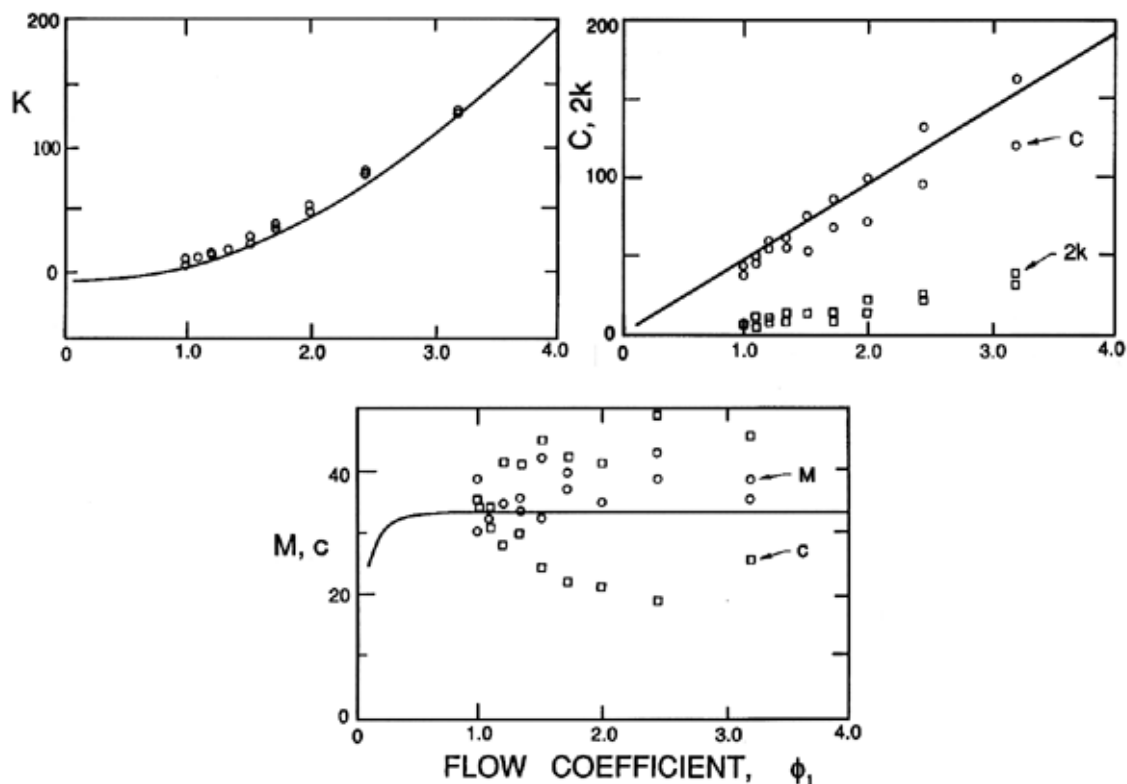
Childs و *Dressman* (۱۹۸۲) نتایج اندازه‌گیری‌های تجربی نیروهای روتوردینامیکی را در یک آب‌بند حلقوی ساده مسطح، با نسبت طول (L) به شعاع (R) برابر ۱/۰ و نسبت لقی (δ) به شعاع برابر ۰/۰۱، در سرعت‌ها و گذرهای متفاوت جریان، منتشر نمودند. تحریک بصورت همزمان انجام می‌گرفت ($\omega/\Omega = 1$) به نحوی که:

$$F_n = M - c - K \quad \text{و} \quad F_t = -m - C + k \quad \dots (۱۰-۶۶)$$

در نتیجه اگر فرض شود که نتایج تئوری بصورت $M = c$ ، $m = 0$ و $C = 2k$ صادق باشد بنابراین:

$$F_n = -K \quad \text{و} \quad F_t = -k = -\frac{C}{2} \quad \dots (۱۰-۶۷)$$

داده های Childs و Dressman (۱۹۸۲) برای دامنه $2205 < Re_V < 13390$ و $2700 < Re_\Omega < 10660$ در شکل ۸-۱۰ ترسیم شده است. به آسانی مشاهده می شود به استثنای پارامترهای هندسی L/R و δ/R ، مشخصه های روتور دینامیکی، عمدتاً تابع ضریب جریان ϕ ، که بشکل $\phi = V/\Omega R = Re_V/Re_\Omega$ تعریف شده، و بصورت ضعیفی تابع عدد رینولدز می باشند. نتایج حاصل از تئوری Childs (۱۹۸۳a) وفق معادلات ۵۵-۱۰ تا ۵۷-۱۰ نیز در این شکل نشان داده شده که با اندازه گیری ها به خوبی توافق دارد. همانگونه که ملاحظه می شود، نتایج تئوری نیز فقط بصورت ضعیفی به Re_V و ضریب افت ورودی C_{EL} بستگی دارد.



شکل ۹-۱۰ ضرایب بی بُعد روتور دینامیکی که توسط Nordmann و Massmann (۱۹۸۴) برای آب بند ساده با $L/R = 1.67$ ، $\delta/R = 0.0167$ و $Re_V = 5265$ ، اندازه گیری شده است. همچنین نتایج متناظر حاصل از تئوری Childs (۱۹۸۳a) با $C_{EL} = 0.1$ نشان داده شده است.

Massmann و Nordmann (۱۹۸۴) آزمایش هایی را روی آب بند حلقوی ساده مشابه ای با مشخصه های $L/R = 1.67$ ، $\delta/R = 0.0167$ اجرا کرده و نیروها را هم برای تحریک همزمان و هم غیر همزمان اندازه گیری نمودند. بنابراین توانستند ضرایب روتور دینامیکی M ، C ، c و k را از این نتایج استخراج کنند. نتایج آنها برای عدد رینولدز $Re_V = 5265$ در

شکل ۹-۱۰ نشان داده شده و با نتایج متناظر پیش بینی های نظری Childs (a ۱۹۸۳) (با استفاده از $C_{EL} = 0.1$) مقایسه شده است. در مقایسه نتایج نظری و تجربی ملاحظه می کنیم این نتایج کاملاً نسبت به عدد رینولدز غیر حساس بوده و داده های تجربی نیز با تغییرات C_{EL} تغییر چندانی نمی کنند. در برخی از داده های Nordmann و Massmann پراکندگی زیادی دیده می شود، معذالک به استثنای سختی متقابل k ، نتایج تئوری با داده های تجربی تطبیق خوبی دارد. دلیل این اختلاف زیاد در سختی متقابل، روشن نمی باشد. در هر حال بایستی در نظر داشت که تئوری از نتایجی حاصل شده که برای جریان های در هم از نظر نامی پایدار، صادق است معذالک این تئوری، تا زمانی که درک درستی از جریان های در هم ناپایدار بوجود نیاید بطور آزمایشی قابل کاربرد است.

در دهه گذشته (۱۹۸۰-۱۹۹۰) حجم قابل توجهی از داده های تجربی در مورد مشخصه های روتوردینامیکی آب بند های حلقوی بویژه از نقطه نظر آثار هندسی مانند باریک شدگی، انواع مختلف زبری و آثار لایبرنت ها، انباشته شده است. در اینجا فقط چند نمونه ذکر می شود. Childs و Dressman (۱۹۸۵) پژوهش های تجربی و نظری در مورد آثار باریک شدگی بر نیروهای روتوردینامیکی همزمان، انجام دادند. آنها نشان دادند، وجود باریک شدگی باعث افزایش نشتی و ضریب سختی مستقیم، K^* می گردد ولی سایر ضرایب روتوردینامیکی را کاهش می دهد. زاویه بهینه ای برای باریک شدگی از نقطه نظر سختی مستقیم و نسبت سختی مستقیم به نشتی وجود دارد. Childs و Kim (۱۹۸۵) آثار زبری سطحی که بصورت جهت دار همگن است را بر روتور و استاتور مطالعه نمودند. نتایج آزمایش ها روی چهار زبری سطحی متفاوت که یا روی استاتور و یا روی پوسته اعمال شده بود (موسوم به "آب بند های میراگر" که دارای روتور هموار می باشند) نشان داد که زبری سطحی، میرائی را افزایش و نشتی را کاهش می دهد.

۸-۱۰ آب بند های لایبرنتی

آب بند های لایبرنتی که دندان ها ئی روی روتور یا استاتور آنها قرار دارد، کاربرد زیادی دارند، زیرا این دندان ها کمک می کنند که نشتی از آب بند به حداقل کاهش یابد. معذالک، این دندان ها دارای آثار روتوردینامیکی می باشند که توسط Wachter و Benckert (۱۹۸۰)، Childs و Scharrer (۱۹۸۶) و دیگران مورد پژوهش قرار گرفته اند. Childs و Scharrer ضرایب سختی و میرائی را برای بعضی از آب بند های لایبرنتی اندازه گیری نموده و به نتایج ذیل دست یافته اند. اولاً در تمام موارد، نیروهای روتوردینامیکی مستقل از سرعت دورانی، Ω است و به افت فشار محوری، Δp بستگی دارد. بنابراین سرعت مناسب بی بُعد کننده، سرعت محوری نمونه ای است، $(2\Delta p / \rho)^{1/2}$ که از افت فشار محوری حاصل می گردد. Childs و Scharrer پیشنهاد نموده اند که دلیل این رفتار، وجود حرکات متوسط جریان، غالباً تحت تاثیر جریان عبوری از رو و مابین دندان ها است، و برش ناشی از دوران محور دارای آثار نسبی کمتری روی جریان در چنین اعداد رینولدز بزرگی، می باشد.

جدول ۱-۱۰

مشخصه های روتوردینامیکی آب بند های لابیرننتی با پیش چرخش صفر
(داده ها از Childs و Scharrer - ۱۹۸۹ اقتباس شده است)

دندانه ها روی استاتور

دندانه ها روی روتور

متوسط	حداقل	حداکثر	متوسط	حداقل	حداکثر	
$K^* / 2\pi\Delta p L$	-۱/۱۷	-۱/۰۳	-۱/۲۵	-۰/۶۲	-۰/۷۴	
$k^* / 2\pi\Delta p L$	۱/۱۵	۰/۷۹	۱/۶۸	۰/۸۶	۱/۰۷	
$C^* / \pi RL(2\rho\Delta p)^{1/2}$	۰/۰۲۲۵	۰/۰۱۶۸	۰/۰۲۷۹	۰/۰۲۱۹	۰/۰۲۴۴	

مقادیر نمونه بی بُعد ضرایب روتوردینامیکی K ، k و C در جدول ۱-۱۰ ارائه شده است، و از آن می توان مشاهده نمود که ضریب سختی متقابل، k برای حالت دندانه های روی استاتور، کوچکتر است. از آنجائی که میرائی، C در دو حالت یکسان می باشد، این بدین معنی است که، از نقطه نظر روتوردینامیکی، دندانه روی استاتور شرایط پایدار تری را فراهم می نماید. همچنین Childs و Scharrer نشان داده اند، که این ضرایب نسبت به سرعت پیش چرخش در پاد جریان آب بند، بسیار حساس می باشند. بویژه سختی متقابل با افزایش پیش چرخش هم جهت دوران محور، افزایش عمده ای می یابد. از سوی دیگر، اگر پیش چرخش در جهتی خلاف جهت دوران محور تحمیل گردد، علامت سختی متقابل را تغییر داده و از نظر روتوردینامیکی اثر پایدار کننده ای خواهد داشت.

۱۰-۹ آثار روتور دینامیکی نوک پره

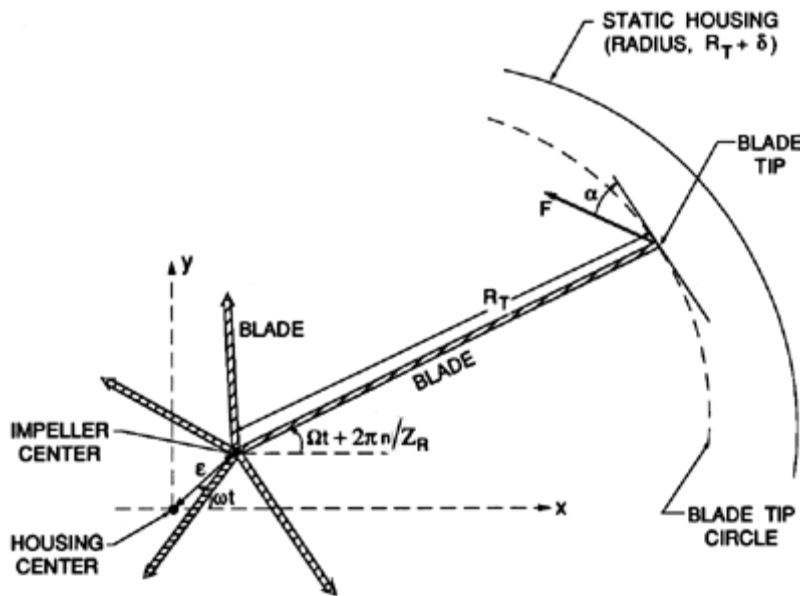
Alford (۱۹۶۵) در مقاله با اهمیتی آثار روتوردینامیکی متعددی را مشخص نموده که از جریان درون فضای لقی بین نوک پره توربو ماشین محوری و پوسته ثابت ماشین، ناشی می شود. در هر حال آنچه بنام " آثار Alford " نامیده می شود فقط پاره ای از گروه پدیده های روتوردینامیکی است که از آثار القائی جریان در تعداد معینی از پره ها، می تواند ناشی شود و در این بخش ابتدا گروهی از پدیده های عمومی تر را مورد بررسی قرار می دهیم. ابتدا هندسه نمونه یک پروانه باز به شعاع R_T و تعداد پره های Z_R را که بوسیله پوسته استوانه ای محصور شده مورد بررسی قرار می دهیم که در آن لقی متوسط بین نوک پره ها و پوسته برابر δ است (شکل ۱۰-۱۰). اگر پروانه با فرکانس Ω دوران نماید و چرخش با فرکانس ω و با دامنه ε صورت گیرد، بنابراین موقعیت های برداری نوک پره ها در لحظه t با رابطه زیر تعیین می گردد:

$$x + jy = z = R_T e^{j(\Omega t + 2\pi n / Z_R)} + \varepsilon e^{j\alpha} \quad n = 1 \text{ تا } Z_R \quad \dots (۱۰-۶۸)$$

در این رابطه مرکز پوسته توربو ماشین، مبدا مختصات (x, y) در نظر گرفته شده است. از این نتیجه می شود که لقی در نوک هر پره برابر $R_T + \delta - |z|$ است که مقدار آن با تقریب مرتبه اول ϵ ، برابر δ^* و بشرح زیر می باشد :

$$\delta^* = \delta - \epsilon \cos \theta_n \quad n = 1 \text{ تا } Z_R \quad \dots (10-69)$$

که در آن برای سهولت $\theta_n = \Omega t - \omega t + 2\pi n / Z_R$ در نظر گرفته شده است.



شکل ۱۰-۱۰ شمای موقعیت نوک پره یک توربو ماشین محوری نسبت به پوسته ثابت در نتیجه ترکیب حرکات دورانی و چرخشی (جزئیات فقط برای یک پره از Z_R پره نشان داده شده است).

سپس، عمومی ترین شکل نیرو، F^* که بر نوک پره وارد می گردد بصورت زیر بیان می شود:

$$F^* = F e^{j(\frac{\pi}{2} + \alpha)} e^{j(\Omega t + 2\pi n / Z_R)} \quad \dots (10-70)$$

که در آن شکل تابع نیرو، F و زاویه تمایل آن نسبت به پره، α (نگاه کنید به شکل ۱۰-۱۰) می تواند در این مرحله نامشخص باقی بماند. نیروهای کلی F_n^* و F_t^* که بر پروانه وارد می گردد با جمع مناسب نیروهای منفرد وارد بر نوک پره ها، F^* ، که به دستگاه مختصات دورانی تبدیل شده تعیین می گردد. با بی بُعد کردن نتیجه رابطه زیر حاصل می شود:

$$F_n + jF_t = \frac{\left[\sum_{n=1}^{Z_R} j e^{j\alpha} e^{j\theta_n} F \right]_{AVERAGE}}{\pi \rho \Omega^2 R_T L \epsilon} \quad \dots (10-71)$$

عبارت داخل براکت ، متوسط زمانی در مدت زمان طولانی است . این نتیجه عمومی ، با فرض روابط مختلفی برای F و α ، بمنظور یافتن آثار روتوردینامیکی حاصله ، مورد استفاده قرار می گیرد.

یکی از شکل های انتخابی برای F و α مربوط به اثر Alford است . Alford (۱۹۶۵) فرض کرد که نیروی سیال که بصورت عمود بر هر پره عمل می کند (π یا $\alpha = 0$) وفق مقدار لحظه ای لقی در نوک پره تغییر می نماید. بخصوص ، او استدلال نمود که افزایش لقی ، $\varepsilon \cos \theta_n$ کاهش متناسبی در این نیروی عمودی ایجاد می نماید.

$$F = F_0 + \kappa \varepsilon \cos \theta_n \quad \dots (۱۰-۷۲)$$

که F_0 نیروی میانگین و متوسط زمانی شده عمود بر هر پره و κ ضریب تناسب است. بعلاوه برای پمپ ها $\alpha = \pi$ و برای توربین ها $\alpha = 0$ است . با جایگزین نمودن این مقادیر در معادله ۱۰-۷۰ خواهیم داشت :

$$F_n = 0 \quad \text{و} \quad F_t = \mp \kappa Z_R / 2\pi \rho \Omega^2 R_T L \quad \dots (۱۰-۷۳)$$

که در آن ، علامت بالائی مربوط به حالت پمپ و علامت پائینی مربوط به حالت توربین می باشد. از این نتیجه می شود که اثر Alford در پمپ ها برای چرخش مثبت ، پایدار کننده و برای چرخش منفی ناپایدار کننده است . در توربین ها عکس این مطلب صادق است ، و برای چرخش مثبت ناپایدار کننده می باشد ، این موضوع از نقطه نظر روتوردینامیک بعضی از توربین ها کاملاً حائز اهمیت است.

بعنوان مثال دوم ، و نمونه نظری تر ، اثر جرم افزوده ای را ملاحظه کنید که زمانی که نوک پره به پوسته نزدیک شده و سیال را در فاصله لقی فشرده سازد ، وقوع می یابد. چنین جریانی ، نیروئی بر پره وارد می کند که متناسب با شتاب $(d^2 \delta^* / dt^2)$ است . بنابراین :

$$\alpha = \pi / 2 \quad \text{و} \quad F = -\kappa \frac{d^2 \delta^*}{dt^2} \quad \dots (۱۰-۷۴)$$

که در این رابطه κ ضریب تناسب متفاوتی است . از معادله ۱۰-۷۱ نتیجه می شود که در این حالت :

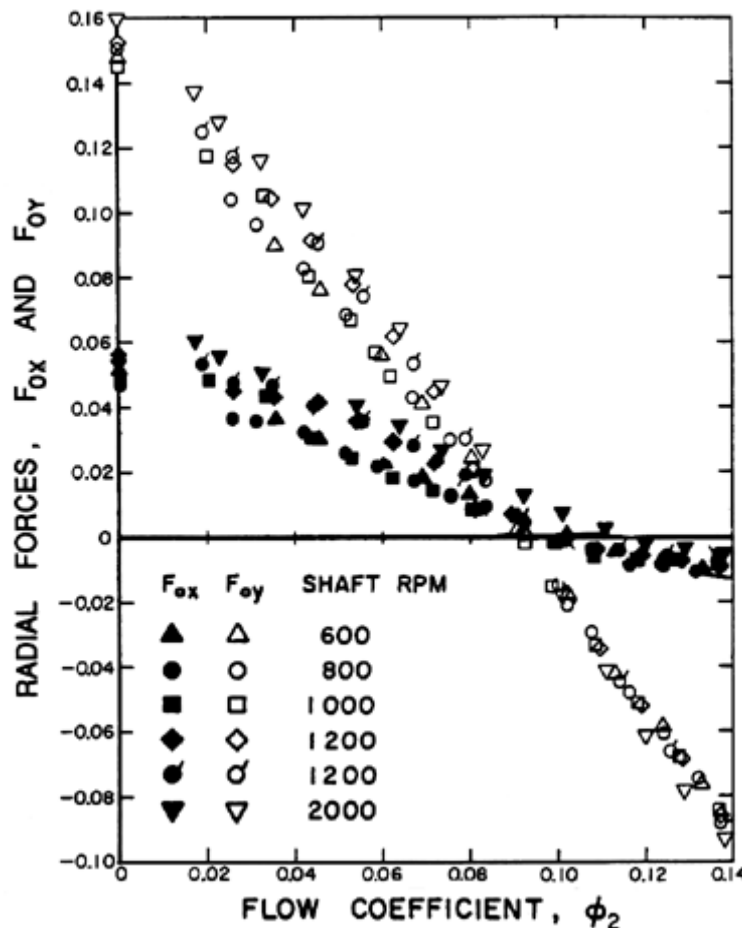
$$F_n = \frac{\kappa}{2\pi \rho R_T L} (1 - \frac{\omega}{\Omega})^2 \quad \text{و} \quad F_t = 0 \quad \dots (۱۰-۷۵)$$

این نیروی مثبت عمودی اثر برنولی است ، و دارای اصول مشابهی با اثر برنولی در حالت چرخش استوانه ساده است (نگاه کنید به بخش ۱۰-۳).

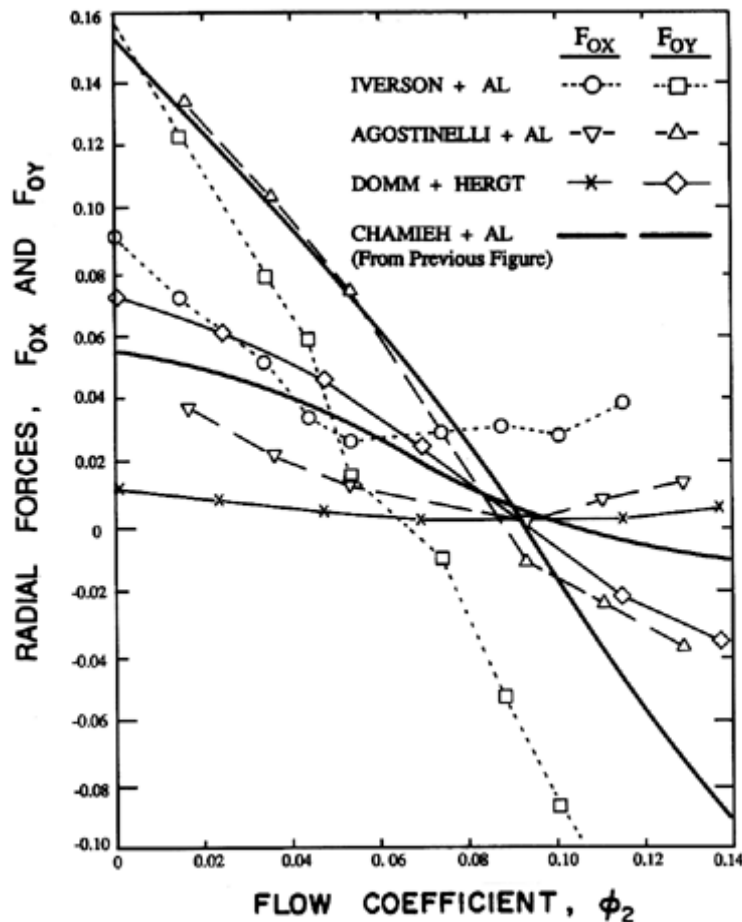
سایر آثار مربوط به جریان در نوک پره ، مانند آنهایی که مربوط به آثار لزجیتی و اصطکاکی است را می توان به کمک معادله عمومی ۷۱-۱۰ و انتخاب مناسب F و α ، مورد مطالعه قرارداد.

۱۰-۱۰ نیروهای شعاعی پایدار

حال کانون توجه را به پمپ ها بر می گردانیم و بخصوص به انواعی از نیروهای شعاعی و روتوردینامیکی می پردازیم که بوسیله جریان درون یا اطراف پروانه ایجاد می گردد . برخلاف بعضی از دستگاه هایی که در بخش های پیش تر ذکر شد جریان در پمپ ها غالباً در جهت محوری نا متقارن است و بنابراین می تواند نیروی متوسط شعاعی با اهمیت عمده ای ، ایجاد نماید . یاتاقان ها بایستی این نیرو را تحمل کنند ، و این می تواند باعث فرسایش زودهنگام و حتی شکست یاتاقان گردد . همچنین انحراف یاتاقان می تواند باعث تغییر مکان محور دوران پروانه شود ، که به نوبه خود آثار زیان آوری بر عملکرد هیدرولیکی پمپ دارد . وجود نیروهای شعاعی و کوشش بمنظور برآورد آن به سالهای ۱۹۳۰ یا حتی پیش تر برمی گردد (نگاه کنید به تفسیر Stepanoff بر Biheller- ۱۹۶۵) .



شکل ۱۰-۱۱ نیروهای شعاعی در ترکیب پروانه سانتریفوژ X / حلزونی A بصورت تابعی از سرعت محور و ضریب جریان .



شکل ۱۰-۱۲ مقایسه بین نیروهای شعاعی اندازه گیری شده ، توسط *Iverson* ، *Rolling* و *Carlson* (۱۹۶۰) روی پمپ با سرعت مخصوص ، N_D برابر ۰/۳۶ ، توسط *Agostinelli* ، *Nobles* و *Mockeridge* (۱۹۶۰) روی پمپ با $N_D = ۰/۶۱$ ، توسط *Domm* و *Hergt* (۱۹۷۰) و توسط *Chamieh* و دیگران (۱۹۸۵) روی پمپ با $N_D = ۰/۵۷$.

عدم تقارن محوری و در نتیجه ، نیروهای شعاعی به هندسه دیفوزر و / یا حلزونی و همچنین ضریب جریان بستگی دارد. اندازه گیری نیروهای شعاعی با ترکیبات متفاوتی از پروانه ها / دیفوزرها / حلزونی ها توسط *Agostinelli* و دیگران (۱۹۶۰) ، *Iverson* و دیگران (۱۹۶۰) ، *Biheller* (۱۹۶۵) ، *Grabow* (۱۹۶۴) و *Chamieh* و دیگران (۱۹۸۵) انجام شده است. *Stepanoff* (۱۹۵۷) فرمول تجربی زیر را برای تعیین مقدار نیروی شعاعی بی بُعد ، پیشنهاد نموده است.

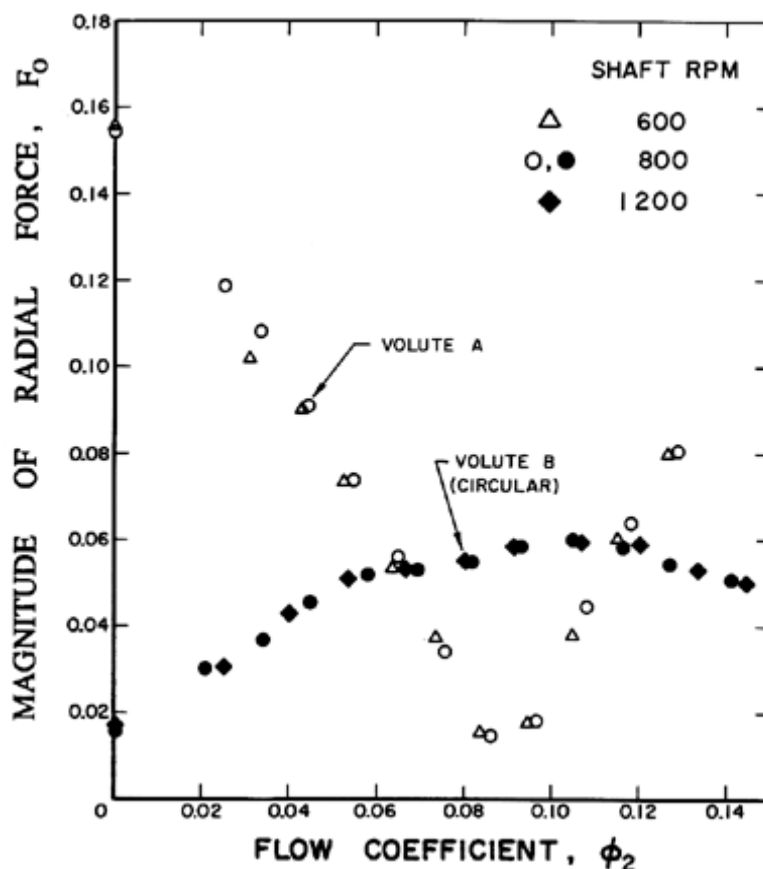
$$|F_0| = (F_{0x}^2 + F_{0y}^2)^{\frac{1}{2}} = 0.229\psi \{1 - (Q/Q_D)^2\} \quad \dots (۱۰-۷۶)$$

رابطه فوق برای پمپ سانتریفوژ با حلزونی مارپیچ و فرمول زیر:

$$|F_0| = 0.229 \psi Q / D_D \quad \dots (۷۷-۱۰)$$

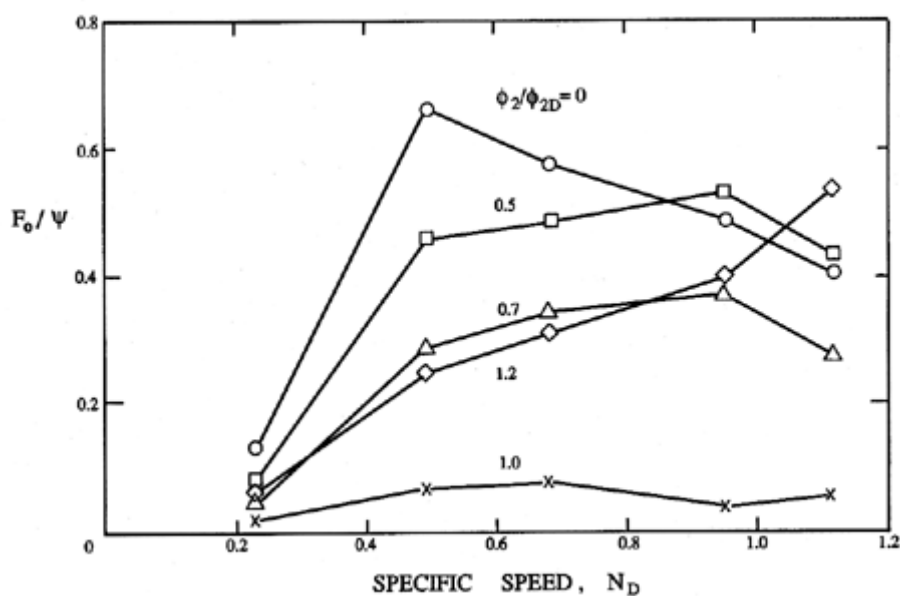
برای حلزونی های با سطح مقطع یکنواخت صادق است. هردو فرمول فوق نیروهای شعاعی را با مرتبه بزرگی صحیحی بدست می دهند، معذالک اندازه گیری ها نشان داده است که نیروها به مشخصه های هندسی پروانه و پوسته نیز بستگی دارند.

بعضی از نیروهای شعاعی بی بُعد که بصورت تجربی توسط Chamieh و دیگران (۱۹۸۵) برای ترکیب پروانه سانتریفوژ X / حلزونی A (نگاه کنید به بخش ۸-۲) تعیین شده در شکل ۱۰-۱۱ برای دامنه ای از سرعت ها و ضریب های جریان نشان داده شده است. ابتدا توجه شود، همانگونه که در بی بُعد سازی پیش بینی گردیده است، نیروهای شعاعی در حقیقت با مربع سرعت پروانه، مقیاس بندی می شوند. این بدین معنی است که حداقل در دامنه سرعت های دورانی مورد استفاده در این آزمایش ها، آثار عدد رینولدز روی نیروهای شعاعی حداقل است. ثانیاً، اگر به داده های Chamieh دقت شود، ملاحظه می شود که اهداف "طراحی" در مورد تطبیق مناسب حلزونی A با پروانه X در ضریب جریان ϕ_2 برابر ۰/۰۹۲ محقق می گردد که در آن مقدار نیروی شعاعی به صفر می رسد.



شکل ۱۰-۱۳ مقایسه بین مقدار نیروی شعاعی (F_0) روی پروانه X که توسط حلزونی A و حلزونی مدور B با سطح مقطع ثابت محیطی ناشی شده است.

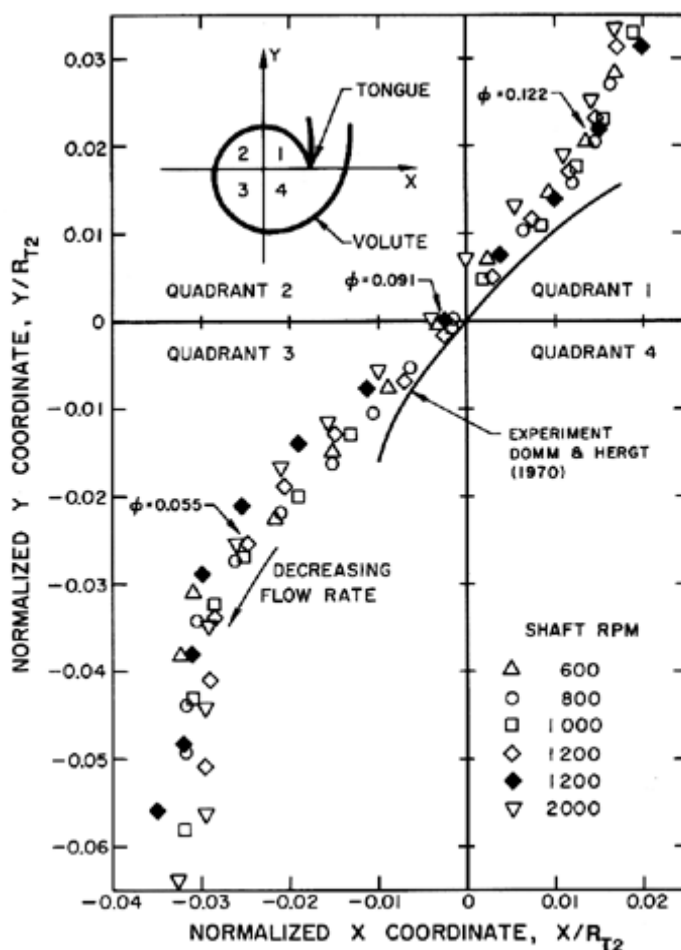
سایر داده های مربوط به نیروهای شعاعی در شکل ۱۰-۱۲ ارائه شده است. پمپ سانتریفوژی که توسط Mockridge و Nobles ، Agostinelli (۱۹۶۰) آزمایش شد دارای سرعت مخصوص (N_D) برابر ۰/۶۱ و مشابه پمپ آزمایش شده توسط Chamieh و دیگران (۱۹۸۵) بود. از سوی دیگر پمپ آزمایش شده توسط Carlson و Rolling ، Iverson (۱۹۶۰) دارای سرعت مخصوص خیلی کمتر یعنی برابر ۰/۳۶ بود و داده های شکل ۱۰-۱۲ نشان می دهد که ترکیب پروانه /حلزونی در ضریب جریان ۰/۰۶ دارای بهترین انطباق می باشند. داده های Domm و Hergt (۱۹۷۰) برای حلزونی مشابه حلزونی A است و اگر چه از نظر کیفی مشابه سایر داده ها می باشد ولی در مقایسه با سه سری داده های دیگر دارای مقدار عمدتاً کوچکتری است. دلیل بروز این تفاوت روشن نمی باشد.



شکل ۱۰-۱۴ تغییرات نسبت نیروی شعاعی، F_0 به ضریب ارتفاع، Ψ بصورت تابعی از سرعت مخصوص، N_D و ضریب جریان برای طبقه ای از پمپ های با حلزونی (اقتباس از KSB-۱۹۷۵).

بستگی نیروهای شعاعی به هندسه حلزونی، در شکل ۱۰-۱۳، برگرفته از Chamieh و دیگران (۱۹۸۵)، نمایش داده شده که در آن، مقایسه مقدار نیروی وارده بر پروانه X ناشی از حلزونی A با نیروی ناشی از حلزونی با مقطع مدور که سطح مقطع محیطی آن یکنواخت است را نشان داده است. در تئوری، این حلزونی دوم فقط در گذر جریان صفر می تواند با پروانه انطباق داشته باشد، توجه شود که نتایج، مقدار کمینه را در نقطه قطع جریان نشان می دهد. شکل ۱۰-۱۳ همچنین، مصالحه ای که بایستی از طرف طراح معمول گردد، نشان می دهد. اگر هدف به حداقل رساندن نیروی شعاعی در گذر جریان واحد باشد، مقتضی است که از حلزونی مارپیچی با طراحی خوب، استفاده شود. از سوی دیگر، چنانچه هدف به حداقل رساندن نیرو در دامنه وسیعی از گذرهای جریان باشد، در اینصورت طراحی کاملاً متفاوتی، شاید حتی حلزونی با سطح مقطع ثابت موثرتر باشد. البته برای ارزیابی چنین تصمیم طراحی، مقایسه بین عملکرد

هیدرولیکی نیز بایستی انجام شود. از شکل ۱-۷ ملاحظه می شود، حلزونی مارپیچی تا ضریب جریان ۰/۱۰ از نظر هیدرولیکی برتر است بالاتر از این ضریب جریان، حلزونی مدور دارای خصوصیت هیدرولیکی بهتری می باشد.

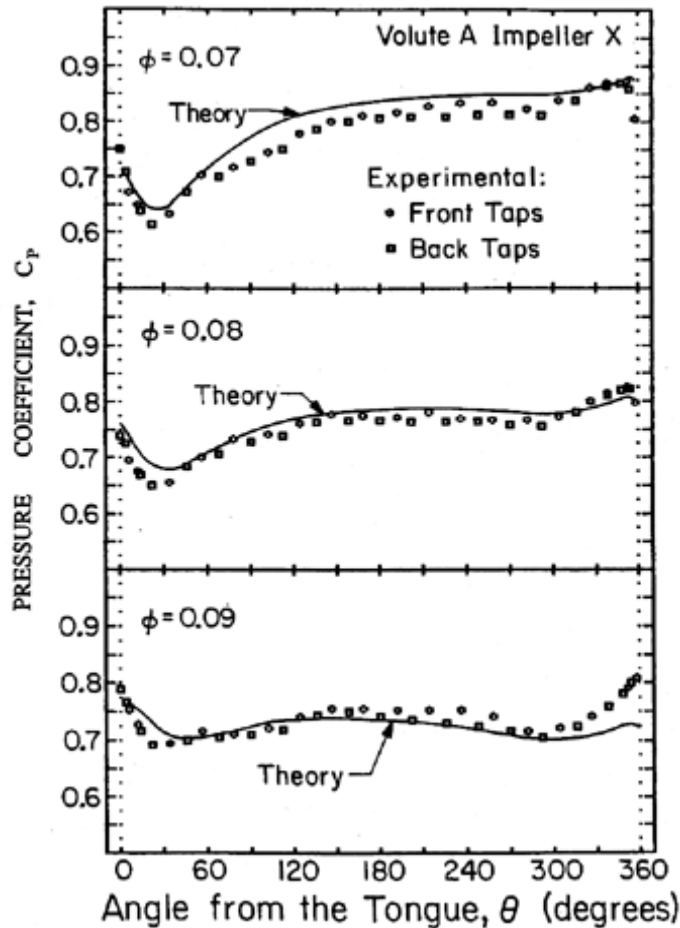


شکل ۱-۵ مکان هندسی نقاطی که نیروی شعاعی در آنها صفر است را برای ترکیب پروانه سانتریفوژ X / حلزونی A (Chamieh و دیگران - ۱۹۸۵) با داده های ارائه شده توسط Domm و Hergt (۱۹۷۰) مقایسه شده است.

برای ارائه اطلاعات بیشتر، تغییرات مقدار نیروهای شعاعی در انواع مختلف پمپ ها را که از KSB (۱۹۷۵) اقتباس شده، در شکل ۱۰-۱۴ لحاظ نموده ایم، این شکل، چگونگی تغییرات F_0 / ψ را با سرعت مخصوص و گذر جریان، برای طبقه ای از پمپهای با حلزونی نشان می دهد. مقدار نیروهائی که در این شکل نشان داده شده در مقایسه با شکل ۱۰-۱۲ بزرگتر است. ضمناً بایستی به این نکته اشاره کنیم که نتایج Jery و Franz (۱۹۸۲) نشان می دهد که وجود پره های دیفوزر (با استحکامی که بطور نمونه کوچک است)، بین خروجی از پروانه و حلزونی، اثر ناچیزی بر نیروهای شعاعی دارد.

همچنین تشخیص این موضوع حائز اهمیت است که تغیر کوچکی در محل پروانه درون حلزونی می تواند تغییرات بزرگی را در نیروهای شعاعی ایجاد نماید. این تغیر در نیروهای شعاعی با ماتریس سختی هیدرودینامیکی، $[K]$ ، (نگاه کنید به بخش ۲-۱۰) مشخص می گردد، که داده

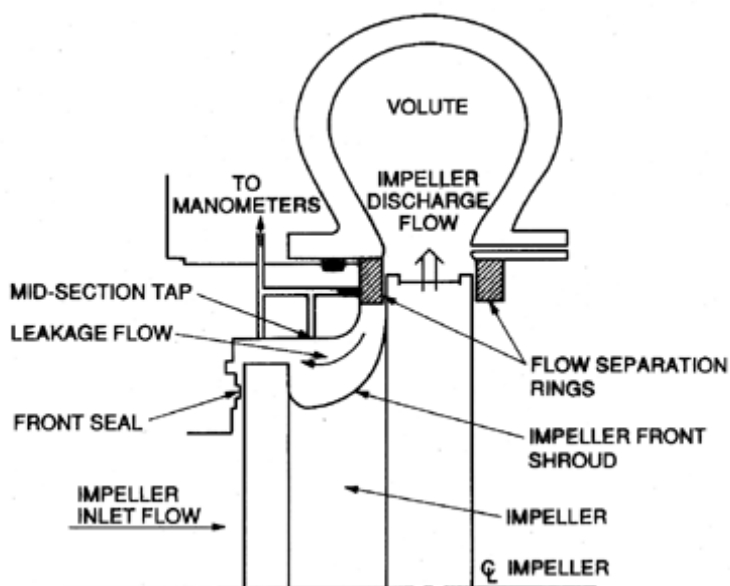
های مربوط به آن ، در زمینه ضرایب روتور دینامیکی ارائه خواهد شد. بستگی نیروهای شعاعی به موقعیت پروانه نیز به این معنی است که ، برای ترکیب معینی از پروانه / حلزونی در ضریب جریان مشخصی ، محل خاصی در محور دوران پروانه موجود است که نیروی شعاعی برابر صفر است. بعنوان نمونه ، مکان هندسی نقاطی که نیروی شعاعی در آن نقاط صفر است برای ترکیب پروانه سانتریفوژ X / حلزونی A در شکل ۱۵-۱۰ ارائه شده است. خاطر نشان می سازد که این نقطه با افزایش گذر جریان از صفر تا ضریب جریان ۰/۱۴ در حدود ۱۰٪ قطر پروانه جابجا می شود.



شکل ۱۶-۱۰ توزیع محیطی فشار در خروج از پروانه برای ترکیب پروانه X/حلزونی A برای سه گذر جریان متفاوت. همچنین توزیع فشار وفق تئوری Adkins و Brennen (۱۹۸۸) نیز نشان داده شده است.

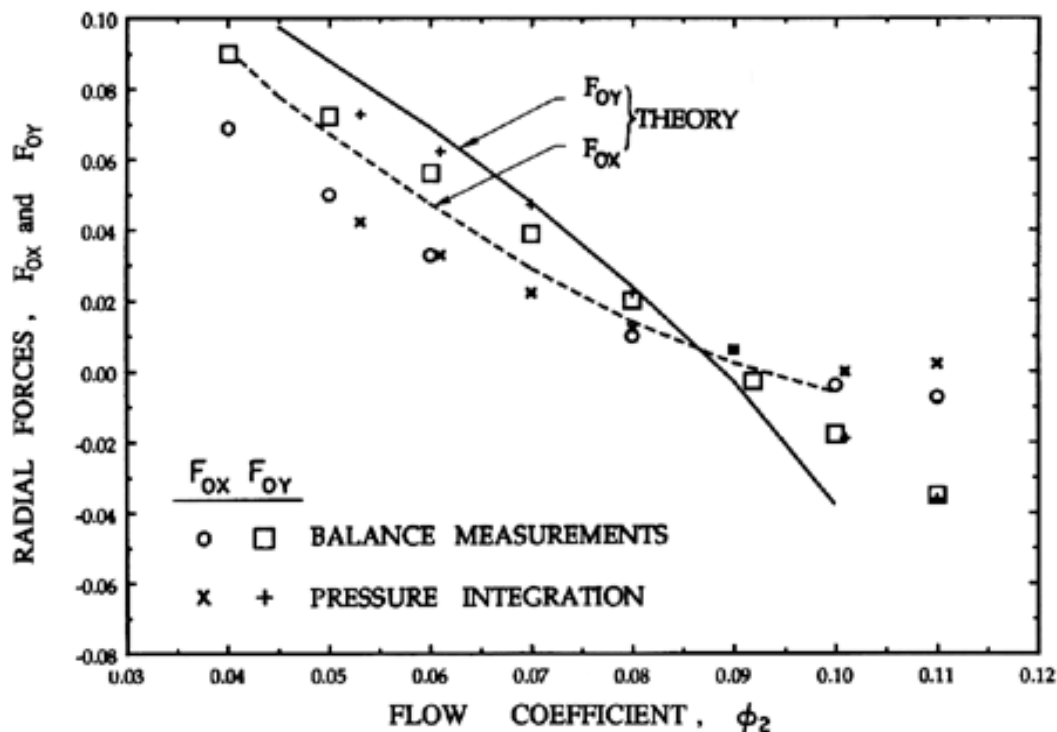
اگر پروانه پمپ سانتریفوژ بصورت یک حجم کنترل تصور شود ، می توان سه عامل ممکن را بعنوان منشاء نیروی شعاعی تشخیص داد. اول ، تغییرات محیطی در فشار خروجی از پروانه (یا فشار حلزونی) که به وضوح منجر به نیروی شعاعی در محل خروجی سیال از پروانه می گردد. دومین عامل می تواند ناشی از جریان ناشی از خروجی پروانه به ورودی آن در فاصله بین

پوشش پروانه و پوسته پمپ باشد. نایکنواختی محیطی در فشار خروجی می تواند باعث نایکنواختی محیطی در فشار درون فاصله بین پوشش پروانه و پوسته پمپ گشته ، و بنابراین نیروی شعاعی وارده از خارج را بر پوشش پروانه ، تحمیل نماید. برای سهولت ، این نیروی دوم را عامل ناشی از نشت جریان می نامیم. سوم اینکه وجود نایکنواختی محیطی در مقدار جریان خروجی از پروانه به معنی وجود نیروئی ناشی از نایکنواختی شار اندازه حرکت در خروج از پروانه است . این عامل سوم بالقوه عمده نبوده و تا بحال در مطالعات ناچیز انگاشته شده است. بنظر می رسد عوامل اول و دوم عمده و حائز اهمیت می باشند.



شکل ۱۰-۱۷ شمای مجموعه پروانه X/حلزونی A که برای آزمایش های Chamieh و دیگران (۱۹۸۵) و Adkins و Brennen (۱۹۸۸) ، مورد استفاده قرار گرفته است .

Adkins و Brennen (۱۹۸۸) به منظور مطالعه منشاء نیروهای شعاعی ، اندازه گیری هائی را در مورد توزیع فشار در حلزونی انجام داده ، و این فشار ها را برای ارزیابی تاثیر عامل ناشی از فشار خروجی از پروانه بر نیروی شعاعی، انتگرال گیری نمودند (همچنین نگاه کنید به Brennen و دیگران - ۱۹۸۶) . نمونه توزیع فشار برای ترکیب پروانه سانتریفوژ X / حلزونی A در شکل ۱۰-۱۶ برای سه ضریب جریان متفاوت نشان داده شده است (در این اندازه گیری ها حلقه های جدا کننده جریان وفق شکل ۱۰-۱۷ نصب شده اند) . تفاوت های کوچکی بین فشار اندازه گیری شده در دیواره جلوی حلزونی در محل خروجی از پروانه (نقطه های برداشت پیشین) و آنهائی که در دیواره مقابل قرار داشته اند (نقطه های برداشت پسین) مشاهده می شود.

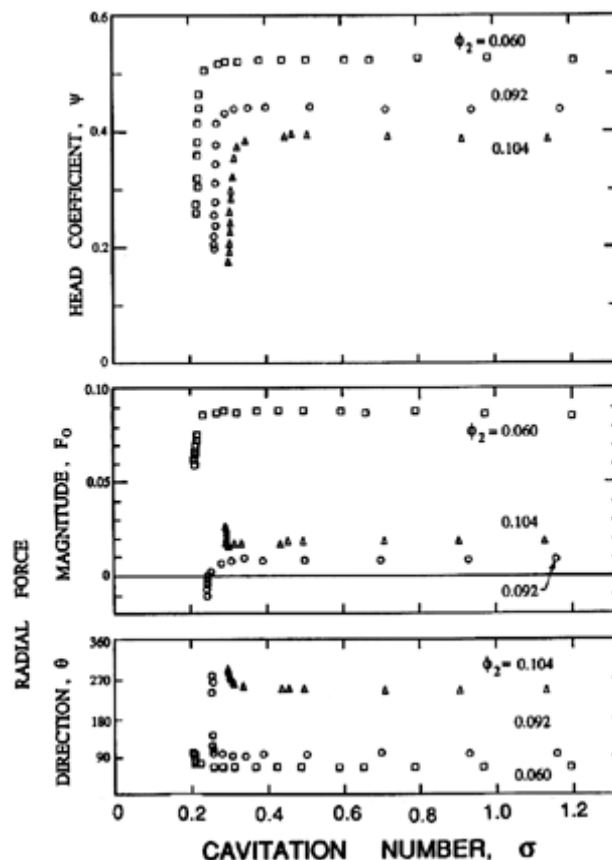


شکل ۱۸-۱۰ مقایسه بین نیروهای شعاعی که با روش کاربرد مستقیم از دستگاه موازنه ، انتگرال گیری فشار های اندازه گیری شده و تئوری ، حاصل شده اند برای ترکیب پروانه X /حلزونی A (برگرفته از Adkins و Brennen-۱۹۸۸) .

در شکل ۱۸-۱۰ ، اندازه گیری های تجربی با پیش بینی های تئوری مقایسه شده است ، این تئوری بر پایه تحلیلی است که مدل جریان هدایت شده در پروانه را با جریان تک بُعدی در حلزونی ، تطبیق می دهد. از همین تئوری برای محاسبه ماتریس ها و ضرایب روتوردینامیکی استفاده شده که در بخش ۱۲-۱۰ ارائه گردید . در زمینه حاضر ، انتگرال گیری از توزیع فشار تجربی ، نیروهای شعاعی را بنحوی بدست می دهد که با نیروهای کلی شعاعی که از روش موازنه نیروئی و پیش بینی های تئوری حاصل می شوند ، تطبیق خوبی دارد. این نتایج نشان می دهند که نایکنواختی محیطی فشار در خروج از پروانه ، عامل اصلی ایجاد نیروهای شعاعی است. تئوری به روشنی نشان می دهد که اثر شار اندازه حرکت در تولید این گونه نیروها ، ناچیز است. جریان نشتی از خروجی پروانه که از فاصله بین پوشش پروانه و پوسته پمپ عبور کرده و به ورودی پمپ بر می گردد ، اثر عمده ای بر نیروی شعاعی دارد . شکل ۱۷-۱۰ شمای پروانه حلزونی و پوسته پمپی را نشان می دهد که در آزمایش های Chamieh و دیگران (۱۹۸۵) و Adkins و Brennen (۱۹۸۸) و همچنین اندازه گیری های روتوردینامیکی که بعداً بحث خواهد شد، مورد استفاده قرار گرفته است. Brennen و Adkins داده های خود را با یا بدون مانع ورود جریان نشتی که به آن " حلقه های جداکننده جریان " عنوان شده ، تأمین نموده اند. داده های شکل های ۱۶-۱۰ و ۱۸-۱۰ در حالتی که این حلقه ها نصب شده بودند ، برداشت شده است (حال آنکه داده های Chamieh بدون وجود این حلقه ها برداشت شده بود). اندازه گیری ها نشان می دهد ، در غیاب این حلقه ها، نایکنواختی در فشار خروجی از پروانه ، باعث نایکنواختی عمده ای در فشار درون فضای حلقوی نشتی می گردد ، و بنابراین ، جریان نشتی در ایجاد نیروهای شعاعی

سهم عمده ای خواهد یافت. با نصب این حلقه ها این حالت صادق نبوده و حلقه ها به نحو موثری فضای حلقوی ناشتی را از نایکنواختی در خروجی از پروانه جدا می نمایند. معذالک سازوکار جبران کننده ای موجود است که نیروی شعاعی کل را کم و بیش یکسان می گرداند. افزایش جریان ناشتی بدون وجود حلقه ها، تمایل به تخفیف نایکنواختی فشار در خروجی از پروانه داشته و لذا سهم توزیع فشار خروجی از پروانه در نیروی شعاعی را کاهش می دهد.

تعداد دیگری مدل تنوری در سوابق پژوهشی موجود است. تحلیل Loret و Gopalakrishnan (۱۹۸۳) تا حدی از نقطه نظر محتوا با تحلیل Adkins و Brennen (۱۹۸۸) مشابه است. تحلیل های پیش تر، مانند کارهای Domm و Hergt (۱۹۷۰) و Colding - Jorgensen (۱۹۷۹)، بر اساس مدل سازی پروانه با یک چشمه / گرداب درون حلزونی و حل جریان پتانسیلی حاصله بود. بلحاظ انحراف زیاد آنها از جریان حقیقی، کاربرد زیادی ندارند. بالاخره، خاطر نشان می کنیم که تاکید در این بخش بر نیروهای شعاعی بود که ناشی از نایکنواختی محیطی در شرایط خروج از پروانه می باشد. بایستی ذکر نمود که نایکنواختی در جریان ورودی به پمپ، برای نمونه، وجود زانو در لوله کشی مکش پمپ نیز محتملاً منجر به نیروهای شعاعی می گردد. تا بحال اینگونه نیروها مورد مطالعه جدی قرار نگرفته اند. بعلاوه، بنظر می رسد که تصور اینکه نیروهای تغییر شکل دهنده ورودی، احتمالاً بیشتر در القاء کننده ها یا پمپ های محوری اهمیت دارند تا پمپ های سانتریفوژ، یک فرض منطقی است.



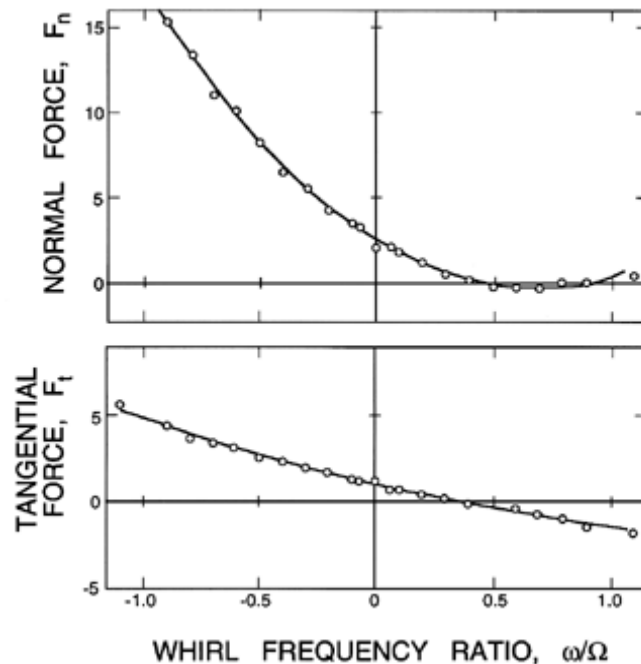
شکل ۱۹-۱۰ تغییرات ضریب ارتفاع و نیروی شعاعی (مقدار، F_0 و جهت، θ ، که نسبت به آب شکن اندازه گیری می شود) با عدد کاویتاسیون، σ ، برای ترکیب پروانه X /حلزونی A در سه ضریب جریان متفاوت و با سرعت 3000 rpm (از Franz و دیگران - ۱۹۹۰).

۱۱-۱۰ اثر کاویتاسیون

Franz و دیگران (۱۹۹۰) (همچنین نگاه کنید به Brennen و دیگران -۱۹۸۸) اندازه گیری هائی را برای تعیین نیروهای شعاعی برای ترکیب پروانه X / حلزونی A تحت شرایط کاویتاسیون انجام داده اند. این مطالعات نشان می دهد هر افت ارتفاع ، می تواند تغییرات عمده ای نیز در مقدار و جهت نیروی شعاعی ایجاد نماید. این در شکل ۱۹-۱۰، نشان داده شده که در آن عملکرد کاویتاسیونی با تغییرات نیروهای شعاعی برای سه ضریب جریان متفاوت در کنار یکدیگر مطالعه شده اند. باید ملاحظه نمود که نیروی شعاعی با تغییرات ارتفاع پمپ ناشی از کاویتاسیون ، تغییر می کند. همچنین ملاحظه شود که تغییرات در نیروهای شعاعی زیاد است و در مواردی جهت آنها ۱۸۰ درجه تغییر می کند ضمن اینکه گذر جریان یکسان باقی می ماند. این نتایج حائز اهمیت زیادی است زیرا پمپ ها ئی که در مجاورت نقطه شکست کار می کنند ، غالباً دچار نوسان های عملکردی می شوند به بیان دیگر ، نقطه کار پمپ حول نقطه زانوی منحنی عملکرد کاویتاسیونی به پس و پیش حرکت می کند. طبق شکل ۱۹-۱۰ چنین عملکرد نوسانی باعث نوسان های بزرگی در نیروها شده که میتواند منشاء ارتعاش های سنگین و عملکرد ناهمواری باشد که معمولاً پمپ ها در تحت شرایط کاویتاسیون ظاهر می کنند.

۱۲-۱۰ پمپ های سانتریفوژ

نیروهای روتور دینامیکی در پمپ های سانتریفوژ ، اولین بار توسط Krieger و Hergt (۱۹۶۹-۱۹۷۰) ، Ohashi و Shoji (۱۹۸۴b) و Jery و دیگران (۱۹۸۵) ، اندازه گیری شد. داده های نمونه برای نیروهای عمودی و مماسی بی بُعد ، F_r و F_n بصورت تابعی از نسبت فرکانس ، ω/Ω در شکل ۲۰-۱۰ برای ترکیب پروانه X / حلزونی A ارائه شده است. منحنی نشان داده شده برای پروانه X ، نمونه دامنه وسیعی از نتایج در سرعت ها و ضریب جریان ها با پروانه ها و حلزونی های متفاوت است. شاید مهمترین مشخصه این نتایج این است که دامنه ای از فرکانس های چرخشی وجود دارد که نیروی مماسی باعث ناپایداری چرخشی می گردد . مقدار مثبت F_r در فرکانس های چرخشی منفی ، با حرکت چرخشی مقابله می کند ، و بنابر این ، پایدار کننده است و از آنجائی که این نیروها از نظر مقداری می توانند کاملاً بزرگ باشند اثر آنها نسبتاً شدید است . به سیاق مشابه ای ، در نسبت های بزرگ و مثبت فرکانس ، F_r منفی بوده و همچنان پایدار کننده است. معذالک ، بین این دو منطقه پایدار کننده ، معمولاً می توان رژیم را یافت که در نسبت های فرکانس مثبت و کوچک ، F_r مثبت بوده و در اینصورت ناپایدار کننده می گردد. همانگونه که در شکل ۲۰-۱۰ نشان داده شده است ، تغییرات F_r و F_n با نسبت فرکانس چرخشی ، ω/Ω را می توان با دقت کامل با معادلات درجه دوم ۱۳-۱۰ و ۱۴-۱۰ بیان نمود (همانطوری که بعداً بحث خواهد شد ، این موضوع برای پمپ ها ی با جریان محوری صادق نمی باشد) .



شکل ۲۰-۱۰ نیروهای نمونه روتوردینامیکی، F_n و F_t بصورت تابعی از نسبت فرکانس چرخشی، ω/Ω ، برای ترکیب پروانه X /حلزونی A که با سرعت 1000 rpm و در ضریب جریان $\phi_2 = 0.92$ کار می کند (برگرفته از Jery و دیگران - ۱۹۸۵).

ضرایب روتوردینامیکی حاصل از داده هائی مانند شکل ۲۰-۱۰ برای دامنه وسیعی از سرعت ها، گذرهای جریان و هندسه های پروانه، دیفوزر و حلزونی در جدول ۲-۱۰ داده شده است (اقتباس از Jery و دیگران-۱۹۸۵). ابتدا، به بعضی از مشخصه های عمومی این ضرایب، توجه می گردد. ضریب سختی مستقیم، K بلحاظ اثر برنولی همواره منفی است (نگاه کنید به بخش ۳-۱۰). ضریب سختی متقال، k همواره مثبت است، و مستقیماً به مقادیر مثبت F_t در نسبت های فرکانس چرخشی کوچک و مثبت، بستگی دارد، در نتیجه، k معیار اثر ناپایدار کننده سیال است. ضریب میرائی مستقیم، C مثبت است ولی معمولاً کمتر از نصف مقدار ضریب میرائی متقابل، C می باشد. متذکر می شویم که مقدار k/C معمولاً معیار دقیقی از نسبت فرکانس چرخشی متناظر با حد فوقانی دامنه ناپایدار نسبت های فرکانس چرخشی است. از جدول ۲-۱۰ مشخص می شود که مقادیر k/C برای پروانه ها و حلزونی های حقیقی و برای جریان غیر از صفر از ۰/۲۵ تا ۰/۴۰، تغیر می کند بنابراین، سرعت های کمتر از سرعت دوران پمپ که در آنها، این گونه نیروهای ناشی از سیال ناپایدار کننده است، می توانند دارای دامنه کاملاً وسیعی باشند. در ادامه بررسی اجمالی ضرایب روتوردینامیکی، جرم افزوده متقابل، m ، ملاحظه می شود این جرم در مقایسه با جرم افزوده مستقیم، M کوچک است و احتمالاً در بسیاری از کاربرد ها قابل صرف نظر می باشد. توجه شود، از آنجائی که جرم افزوده مستقیم با عبارت $\pi \rho R_{T2}^2 B_2$ ، به شکل بی بُعد آن مرتبط می گردد، نتیجه این است که، جرم افزوده M معادل جرم شش عدد از چنین استوانه هائی و یا در حدود پنج برابر حجم مایع درون پروانه است.

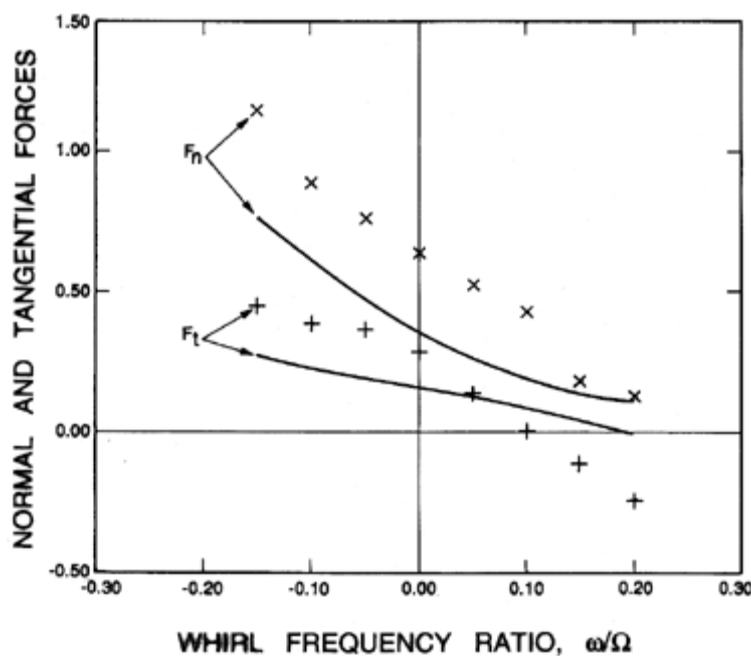
جدول ۱۰-۲

ضرایب روتوردینامیکی برای انواع مختلف پمپ های سانتریفوژ (اقتباس از Jerry و دیگران - ۱۹۸۵). حلزونی E متشکل از دیفوزری با ۱۷ پره و حلزونی مارپیچ است. حلزونی های D، F، G و h حلزونی های مارپیچی هستند که به ترتیب بدون پره، دارای ۶، ۶ و ۱۲ پره می باشند. پروانه Y پروانه ۶ پره ای است. پروانه S جرم صلبی است که نیمرخ خارجی آن همانند پروانه X است.

پروانه / حلزونی	rpm	ϕ_2	K	k	C	c	M	m
پروانه X /حلزونی A	۵۰۰	۰/۰۹۲	-۲/۵۱	۱/۱۰	۳/۱۴	۱/۹۱	۶/۵۲	-۰/۵۲
	۱۰۰۰	۰/۰۹۲	-۲/۶۱	۱/۱۲	۳/۲۸	۸/۵۲	۶/۲۴	-۰/۵۳
	۱۵۰۰	۰/۰۹۲	-۲/۴۷	۰/۹۹	۳/۰۰	۸/۷۱	۶/۸۷	-۰/۸۷
	۲۰۰۰	۰/۰۹۲	-۲/۶۴	۱/۱۵	۲/۹۱	۹/۰۶	۱/۰۲	-۰/۶۷
پروانه X /حلزونی E	۱۰۰۰	.	-۱/۶۴	۰/۱۴	۳/۴۰	۱/۵۶	۶/۸۳	۰/۶۸
	۱۰۰۰	۰/۰۶۰	-۲/۷۶	۱/۰۲	۳/۷۴	۹/۵۳	۶/۹۲	-۱/۰۱
	۱۰۰۰	۰/۰۹۲	-۲/۶۵	۱/۰۴	۳/۸۰	۸/۹۶	۶/۶۰	-۰/۹۰
	۱۰۰۰	۰/۱۴۵	-۲/۴۴	۱/۱۶	۴/۱۱	۱/۹۳	۶/۲۰	-۰/۵۵
پروانه X فاقد حلزونی	۱۰۰۰	۰/۰۶۰	-۰/۵۵	۰/۶۷	۱/۲۴	۳/۶۰	۴/۳۸	۱/۶۸
پروانه X /حلزونی D	۱۰۰۰	۰/۰۶۰	-۲/۸۶	۱/۱۲	۲/۸۱	۹/۳۴	۶/۴۳	-۰/۱۵
پروانه X /حلزونی F	۱۰۰۰	۰/۰۶۰	-۳/۴۰	۱/۳۶	۳/۶۴	۹/۵۱	۶/۲۴	-۰/۷۲
پروانه X /حلزونی G	۱۰۰۰	۰/۰۶۰	-۳/۳۴	۱/۳۰	۳/۴۲	۹/۱۱	۵/۷۵	-۰/۳۹
پروانه X /حلزونی H	۱۰۰۰	۰/۰۶۰	-۳/۴۲	۱/۳۳	۳/۷۵	۱۰/۳۴	۱/۲۴	-۰/۶۵
پروانه Y /حلزونی E	۱۰۰۰	۰/۰۹۲	-۲/۸۱	۰/۸۵	۳/۳۴	۸/۵۳	۵/۵۰	-۰/۷۴
پروانه S /حلزونی A	۱۰۰۰		-۰/۴۲	۰/۴۱	۱/۸۷	۳/۸۱	۶/۵۴	-۰/۰۴

حال تغییرات مقادیر ضریب های روتوردینامیکی را در جدول ۱۰-۲ بررسی می کنیم. اولین سری داده ها به روشنی نشان می دهند که بی بُعد سازی ضرایب، بنحو مناسبی تغییرات با سرعت دوران را منعکس نموده است. بنظر نمی رسد، هرگونه اثر جداگانه عدد رینولدز در دامنه سرعت های این آزمایش ها رخ دهد. دومین سری داده های ثبت شده در جدول ۱۰-۲، تغییرات نمونه را با ضریب جریان نشان می دهد. توجه شود، گذشته از سختی در جریان صفر، ضرایب

روتوردینامیکی مستقل از ضریب جریان می باشند. در سومین سری داده ها ، از دیفوزر هائی با تعداد و هندسه های متفاوت پره ها ی درون حلزونی ، استفاده شده است. بنظر می رسد وجود پره ها باعث افزایش کوچکی در سختی شده است ، معذالک ، بنظر می رسد تعداد و نوع پره ها تاثیر گذار نیستند. به این نکته توجه شود که در غیاب حلزونی یا دیفوزر ، تمام ضرایب (بجز m) اساساً کوچک ترند. Shoji و Ohashi (۱۹۸۴b) اندازه گیری های روتوردینامیکی را با حلزونی های انجام دادند که بسیار بزرگتر از آنهائی بود که در اندازه گیری های منتهی به جدول ۱۰-۲ بکار رفته اند. در نتیجه نتایج آنها قابل مقایسه با داده هائی است که برای حالت فاقد حلزونی در جدول ۱۰-۲ ثبت شده است. از سوی دیگر ، Wyss ، Bolleter ، Welte و Sturchler (۱۹۸۵) ، (۱۹۸۷) ضرایب روتوردینامیکی بسیار مشابهی با مقادیر جدول ۱۰-۲ گزارش کرده اند. منشاء نیروهای روتوردینامیکی در پمپ های سانتریفوژ نمونه ، توسط Jery و دیگران (۱۹۸۵) و Adkins و Brennen (۱۹۸۸) و سایر پژوهشگران مورد مطالعه قرار گرفته است. بمنظور مطالعه اثر جریان نشتی از رانش به مکش از درون فاصله بین پوشش پروانه و پوسته ، Jery و دیگران (۱۹۸۵) ، نیروهای روتوردینامیکی ایجاد شده توسط ترکیب پروانه X / حلزونی A را با همین نیروها که با همان حلزونی ولی مجهز به پروانه ساختگی (پروانه S) که دارای نیمرخ خارجی همانند پروانه X بود ، مقایسه نمودند. اختلاف فشاری بصورت خارجی بمنظور شبیه سازی با افزایش فشار استاتیک از ورود به خروج پمپ بر آن اعمال شد ، و در این صورت جریان نشتی مشابه آزمایش های با پروانه X ، ایجاد گردید. همانند مورد نیروهای شعاعی ، به نظر می رسد هم اختلاف های فشار ناپایدار محیطی در خروج از پروانه و هم در جریان نشتی به ایجاد نیروهای روتوردینامیکی در پروانه ، کمک می کنند. همانطوری که از فهرست این ضرایب در جدول ۱۰-۲ می توان ملاحظه نمود ، نیروهای روتوردینامیکی ایجاد شده با استفاده از پروانه ساختگی ، نسبت قابل ملاحظه ای از این نیروها در حالت پروانه واقعی را تشکیل می دهد. بنابراین نتیجه می گیریم که اثر فشار ناپایدار در خروجی پروانه و فشار ناپایدار در جریان نشتی که بر پوشش پروانه وارد می گردد ، اهمیت داشته و بایستی جداگانه ارزیابی و مطالعه شوند.



شکل ۲۱-۱۰ مقایسه بین نیروی روتوردینامیکی ناشی از تغییرات در فشار خروجی پروانه که به کمک تئوری Adkins و Brennen (۱۹۸۸) پیش بینی شده (خطوط پر) با اندازه گیری های تجربی با استفاده از پروانه X /حلزونی A (در $\phi_2 = 0.92$) ولی با حذف بخشی از پوسته اطراف پوشش پروانه، بمنظور کمینه نمودن اثر جریان نشتی.

ابتدا بر آثار خروجی از پروانه تمرکز می کنیم. Adkins و Brennen (۱۹۸۸) مدل تئوری خود را که در بخش ۱۰-۱۰ مختصراً توصیف شد، بمنظور برآورد نیروهای روتوردینامیکی وارد بر خروجی پروانه، بکار بردند. آنها همچنین برای مجموعه پروانه X /حلزونی A در حالتی که بخشی از ساختار پوسته پمپ واقع در خارج از پوشش پروانه بمنظور کمینه نمودن آثار ناشی از جریان نشتی حذف شده بود، نیروها را اندازه گیری نمودند. مقادیر تئوری و تجربی نیروهای F_n و F_t در شکل ۲۱-۱۰ نشان داده شده است. ابتدا باید توجه نمود که این مقادیر بسیار کوچکتر از مقادیری است که در شکل ۲۰-۱۰ ارائه شده، که مبین کوچک تر بودن آثار خروجی از پروانه در مقایسه با آثار جریان نشتی است. دوم این که تئوری Adkins و Brennen (۱۹۸۸) تخمین گمی قابل قبولی از آثار خروجی از پروانه در ایجاد نیروهای روتوردینامیکی، حداقل در دامنه فرکانس های چرخشی مورد مطالعه، بدست می دهد.

Adkins و Brennen همچنین با استفاده از ترکیب پروانه X /حلزونی A توزیع فشار را در جریان خروجی از پروانه و در جریان نشتی، اندازه گیری نمودند. این اندازه گیری ها، محاسبه سختی های $K = F_n(0)$ و $k = F_t(0)$ را امکان پذیر ساخت. این نتایج نشان داد که جریان نشتی در حدود ۷۰٪ به K و در حدود ۴۰٪ به k کمک می کند، این کسر ها مشابه نتایجی است که با مقایسه شکل های ۲۰-۱۰ و ۲۱-۱۰ حاصل می شود.

تقریباً همزمان با پژوهش های فوق الذکر، Childs (۱۹۸۷) از مدل جریان حجمی که در بخش ۷-۱۰ توصیف شد، برای ارزیابی آثار نیروهای روتوردینامیکی ناشی از جریان نشتی از خروجی به مکش پمپ، استفاده نمود. اگرچه نتایج اونشان دهنده رزونانس های خاصی است که تا بحال بصورت تجربی مشاهده نشده، مقدار کلی و شکل نتایج Childs با نتایج جاری همخوانی دارند. در زمان های نزدیک تر Guinzberg و دیگران (۱۹۹۰) اندازه گیری های تجربی برای هندسه ساده ای از جریان نشتی انجام دادند که به روشنی اهمیت آثار روتوردینامیکی این گونه جریان ها را تأیید نمود. همچنین، تغییرات آثار جریان نشتی با هندسه مسیر نشتی، گذر جریان نشتی و پیش چرخش در جریان ورودی به مسیر نشت را نشان دادند.

ذکر تحقیقات پیشین در مورد نیروهای روتوردینامیکی موثر بر پروانه ها در اینجا حائز اهمیت است. تعدادی از مدل های اولیه (Thompson - ۱۹۷۸، Colding-Jorgensen - ۱۹۷۹، Chamieh و Acosta - ۱۹۸۱) فقط اختلال های شبه استاتیک از جریان متوسط را لحاظ نمودند، بنحوی که فقط سختی قابل برآورد بود. Ohashi و Shoji (۱۹۸۴a) (همچنین نگاه کنید به Shoji و Ohashi - ۱۹۸۰) جریان در پروانه را جریان دو بُعدی، بدون لزجت و بدون جداشدگی فرض نموده و مسئله جریان ناپایدار را با روش های انفرادی حل کردند. نتایج آنها در نزدیک جریان طراحی با نتایج تجربی آنها همخوانی خوبی دارد، ولی در گذرهای جریان کمتر نتایج و اگر می شوند. در زمان های اخیر تر Tsujimoto و دیگران (۱۹۸۸) آثار حلزونی را در مدل خود لحاظ نمودند، تحلیل دو بُعدی آنها وفاق خوبی با اندازه گیری های Jery و دیگران (۱۹۸۵) بر روی پروانه دو بُعدی، حاصل نمود.

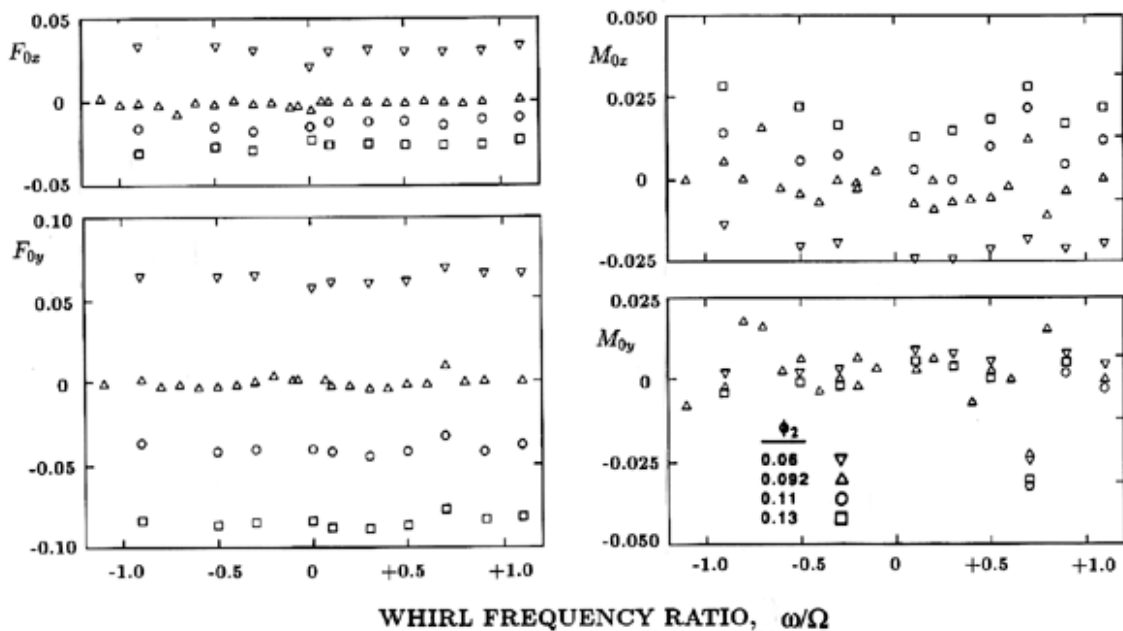
بالاخره ، علیرغم تاثیر عمده کاویتاسیون بر نیروهای شعاعی (بخش ۱۰-۱۰) ، شگفت آور این که بنظر می رسد ، اثر کاویتاسیون بر نیروهای روتوردینامیکی در پمپ های سانتریفوژ کاملاً ناچیز است (Franz و دیگران - ۱۹۹۰).

۱۰-۱۳ گشتاورها و خطوط اثر

بعضی از داده های مربوط به گشتاور های پایدار ، M_{0x} و M_{0y} و گشتاور های روتوردینامیکی

$$M_n = B_{xx} = B_{yy} \quad \text{و} \quad M_t = B_{yx} = -B_{xy} \quad \dots (۱۰-۷۸)$$

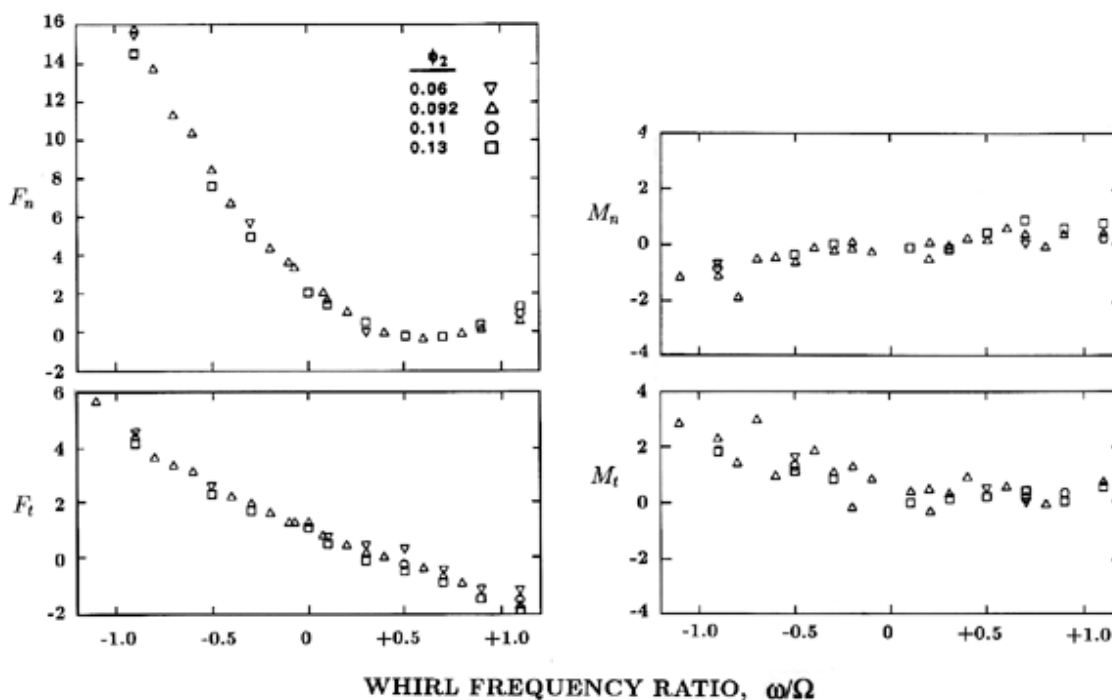
توسط Franz و دیگران (۱۹۹۰) و Miskovich و Brennen (۱۹۹۲) ارائه شده است. این داده ها ، ارزیابی موقعیت محوری خطوط اثر و نیروهای متناظر شعاعی و روتوردینامیکی را امکان پذیر می نمایند. به غیر از ارزش ذاتی این اطلاعات ، دانستن خطوط اثر این نیروها کلیدی برای فهم منشاء این نیروها می باشد.



شکل ۱۰-۲۲ نیروهای شعاعی پایدار ، F_{0x} و F_{0y} و گشتاور های M_{0x} و M_{0y} برای ترکیب پروانه X/حلزونی A در سرعت 1000 rpm و ضریب های جریان مختلف ذکر شده در شکل (Brennen و Miskovich - ۱۹۹۲).

نمونه هایی از داده های ارائه شده توسط Brennen و Miskovich (۱۹۹۲) در شکل های ۲۲-۱۰ و ۲۳-۱۰ ارائه شده است. این داده ها برای ترکیب پروانه X/حلزونی A که با سرعت 1000 rpm کار می کند ، تهیه شده اند. بمنظور سهولت ، موقعیت محوری مبداء دستگاه مختصات مرجع در مرکز خروجی از پروانه قرار گرفته است. از آنجائی که خطوط اثر نیروها

از این محل خیلی دور نیستند ، گشتاور های نشان داده شده کوچک بوده وبهمن دلیل ، داده های مربوط به گشتاور ها تا حدودی پراکنده می باشند.

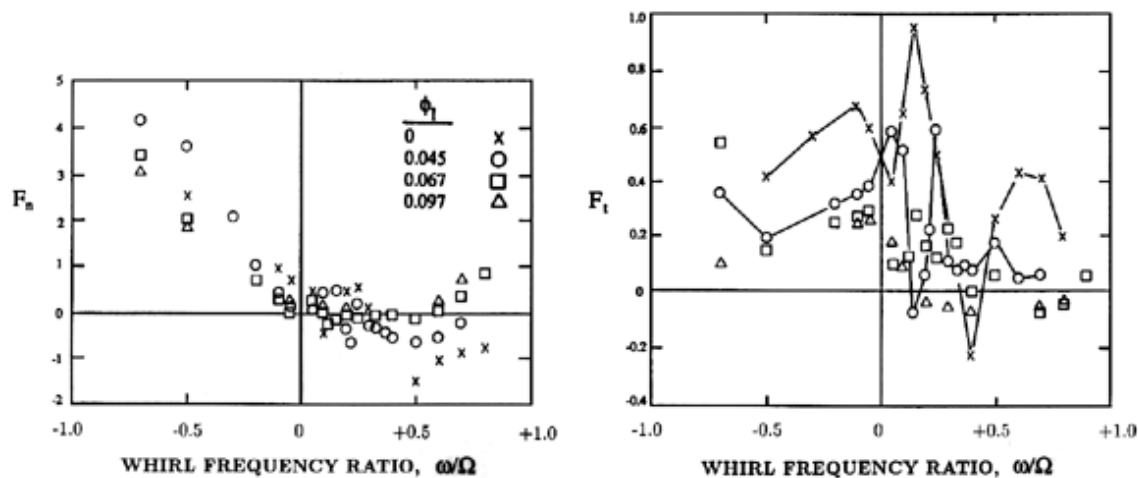


شکل ۲۳-۱۰ نیروهای عمودی و مماسی روتور دینامیکی ، F_n و F_t و گشتاورهای M_n و M_t برای ترکیب پروانه X /حزونی A در سرعت 1000rpm و ضریب های جریان مختلف ذکر شده در شکل (Miskovich و Brennen-۱۹۹۲).

در شکل ۲۲-۱۰، نیروها و گشتاورهای پایدار برای بسیاری از نسبت های فرکانس چرخشی ارائه شده اند. البته ، این نیروها و گشتاورها بایستی مستقل از نسبت فرکانس چرخشی باشند و بنابراین انحراف نقاط داده ها از مقدار متوسط برای هر ضریب جریان معین ، معیاری از پراکندگی داده ها را نشان می دهد. علی رغم این پراکندگی ، داده های مربوط به گشتاورها در شکل ۲۲-۱۰ ، حاکی از این است که گشتاوری پایدار غیر صفر وجود دارد و مقدار آن با ضریب جریان تغییر می کند. محل نمونه خط اثر نیروی F_0 که از این داده ها حاصل می گردد ، به بهترین روش ، با یک مثال روشن می شود. در ضریب جریان $\phi = 0.06$ ، بردار نیروی پایدار F_0 دارای مقداری برابر 0.067 (مقدار تقریبی F_{0x} برابر 0.03 ، و مقدار تقریبی F_{0y} برابر 0.06 است) و زاویه $\theta_F = 63^\circ$ نسبت به محور x است. بردار گشتاور متناظر این نیرو ، دارای مقداری برابر 0.02 و زاویه θ_M برابر 180° درجه نسبت به محور x می باشد. در نتیجه ، خط اثر نیروی F_0 فاصله ای محوری در پاد جریان مبداء و برابر $0.27 = 0.067 \div (0.02 \sin(180 - 63))$ دارد. بعبارت دیگر ، خط اثر این نیرو در حدود یک چهارم شعاع خروجی پروانه در پاد جریان مرکز خروجی واقع شده است. این با مشاهدات قبلی (بخش ۱۰-۱۰) که در آنجا فشار وارد بر خارج پوشش پروانه نیز به نیروهای پایدار شعاعی کمک می کنند ، سازگار است ، این تاثیر ، خط اثر را به پاد جریان مرکز خروجی منتقل می نماید.

داده های شکل ۲۳-۱۰ می تواند به نحو مشابهی برای ارزیابی خطوط اثر نیروهای روتوردینامیکی که مولفه های آنها F_i و F_n است، بکار رود. معذالک گشتاور های M_i و M_n در بخش اعظم دامنه تغییرات نسبت های چرخشی، کوچک است، و در اکثر موارد منجر به خطوط اثری می گردد که با فاصله کمتر از ۰/۱ شعاع در پاد جریان مرکز خروجی پروانه واقع شده اند. این نتایج با سایر آزمایش های انجام شده روی همین ترکیب از پروانه/حلزونی/پوسته سازگار بوده و به این برداشت منجر می شود که در این حالت خاص، سهم نیروی ناشی از پوشش پروانه در ماتریس های روتوردینامیکی کوچکتر از سهم ناشی از اثر خروجی پروانه است.

۱۴-۱۰ القاء کننده های با جریان محوری



شکل ۲۴-۱۰ نیروهای روتوردینامیکی در یک القاء کننده مارپیچی، پروانه VII، برای چهار ضریب جریان متفاوت (برگرفته از Arndt و Franz ۱۹۸۶).

نیروهای روتوردینامیکی در پمپ های با جریان محوری با پروانه باز، یا آنهایی که با افزودن القاءکننده محوری به یک پمپ سانتریفوژ ایجاد می شوند، هنوز کاملاً خوب درک نشده است. یکی از دلایل این موضوع این می باشد که این پدیده ها بستگی به پاسخ دینامیکی جریان در فضای لقی نوک پره دارد، و این جریان ناپایداری است که هنوز بصورت مشروحی مطالعه نشده است. داده های تجربی موجود (Franz و Arndt ۱۹۸۶، Franz و Arndt ۱۹۸۶، Karyeacalis و دیگران ۱۹۸۹) به روشنی نشان می دهند که آثار با اهمیت و از نظر کیفی متفاوتی توسط پمپ های با جریان محوری با پروانه باز ظاهر می گردد. این آثار در پروانه های بسته سانتریفوژ ظاهر نمی شود. نمونه ای از آنها در شکل ۲۴-۱۰ نمایش داده شده که داده های مربوط به F_i و F_n را برای القاء کننده مارپیچی 9° ارائه می نماید. در این آزمایش ها پروانه VII بصورت انفرادی در ضریب های جریان متفاوتی آزمایش شده است (Franz و Arndt ۱۹۸۶). در ضریب های جریان بیشتر، تغییرات F_i و F_n با نسبت فرکانس چرخشی ω/Ω همانند داده های پمپ سانتریفوژ است. معذالک، با کاهش ضریب جریان، رفتار نسبتاً غیر عادی در مقادیر F_i (و تا درجه کمتری در مقادیر F_n) به ازای نسبت های مثبت و کوچک فرکانس چرخشی

ظاهر می گردد. این نهایتاً به رفتار فوق العاده پیچیده ای در نقطه قطع جریان (جریان صفر) منجر می شود که در آن F_t برای نسبت های مثبت فرکانس چرخشی به دفعات متعددی تغییر علامت می دهد، بدین معنی که آثار روتوردینامیکی ناشی از منطقه های متعدد ناپایدار جداگانه ای است که توسط سیال القاء می گردد. خاطر نشان می گردد که مقادیر بیشینه F_t ثبت شده، بزرگ بوده و می تواند منشاء لرزش های عمده ای در پمپ ها یا القاءکننده های با جریان محوری باشد. آثار روتوردینامیکی غیر عادی مشابهی با همه القاء کننده های محوری مورد آزمایش مشاهده شد، که این شامل ترکیب القاءکننده/پروانه پمپ فشار بالای LOX در موتور اصلی شاتل فضائی بود (Arndt و Franz - ۱۹۸۶). معذالک، جزئیات تغییرات F_t با ω/Ω از القاءکننده ای به القاءکننده دیگر، متفاوت بود.

در خاتمه، بایستی خاطر نشان گردد که فرمول های فعلی در پژوهش های روتوردینامیکی به خوبی قابلیت سازگاری با انحراف از شکل مرتبه دومی F_n^* و F_t^* که در معادله های ۱۰-۱۳ و ۱۴ داده شده را ندارند. در نتیجه، نیاز به پژوهش های بیشتری در تحلیل های روتوردینامیکی است تا چنین رفتار پیچیده وابسته به فرکانس نیروهای F_n^* و F_t^* ، روشن شود.

فهرست منابع

- ⊙ Adkins, D.R. and Brennen, C.E. (1988). Analyses of hydrodynamic radial forces on centrifugal pump impellers. *ASME J. Fluids Eng.*, **110**, No. 1, 20--28.
- ⊙ Agostinelli, A., Nobles, D. and Mockridge, C.R. (1960). An experimental investigation of radial thrust in centrifugal pumps. *ASME J. Eng. for Power*, **82**, 120--126.
- ⊙ Alford, J.S. (1965). Protecting turbomachinery from self-excited rotor whirl. *ASME J. Eng. for Power*, **87**, 333--344.
- ⊙ Arndt, N. and Franz, R. (1986). Observations of hydrodynamic forces on several inducers including the SSME LPOTP. *Calif. Inst. of Tech., Div. Eng. and Appl. Sci., Report No. E249.3*.
- ⊙ Biheller, H.J. (1965). Radial force on the impeller of centrifugal pumps with volute, semi-volute and fully concentric casings. *ASME J. Eng. for Power*, July 1965, 319--323.
- ⊙ Black, H.F. (1969). Effects of hydraulic forces in annular pressure seals on the vibrations of centrifugal pump rotors. *J. Mech. Eng. Sci.*, **11**, No. 2, 206--213.
- ⊙ Black, H.F. and Jensen, D.N. (1970). Dynamic hybrid properties of annular pressure seals. *Proc. J. Mech. Eng.*, **184**, 92--100.
- ⊙ Bolleter, U., Wyss, A., Welte, I., and Sturchler, R. (1985). Measurements of hydrodynamic interaction matrices of boiler feed pump impellers. *ASME Paper No. 85-DET-148*.
- ⊙ Bolleter, U., Wyss, A., Welte, I., and Sturchler, R. (1987). Measurement of hydrodynamic matrices of boiler feed pump impellers. *ASME J. Vibrations, Stress and Reliability in Design*, **109**, 144--151.
- ⊙ Brennen, C. (1976). On the flow in an annulus surrounding a whirling cylinder. *J. Fluid Mech.*, **75**, 173--191.

- ⊕ Brennen, C.E., Acosta, A.J., and Caughey, T.K. (1986). Impeller fluid forces. *Proc. NASA Advanced Earth-to-Orbit Propulsion Technology Conference, Huntsville, AL, NASA Conf. Publ. 2436*, 270-295.
- ⊕ Brennen, C.E., Franz, R. and Arndt, N. (1988). Effects of cavitation on rotordynamic force matrices. *Proc. NASA Advanced Earth-to-Orbit Propulsion Technology Conference, Huntsville, AL, NASA Conf. Publ. 3012*, 227--239.
- ⊕ Chamieh, D.S. and Acosta, A.J. (1981). Calculation of the stiffness matrix of an impeller eccentrically located within a volute. *Proc. ASME Cavitation and Polyphase Flow Forum*, 51--53.
- ⊕ Chamieh, D.S., Acosta, A.J., Brennen, C.E., and Caughey, T.K. (1985). Experimental measurements of hydrodynamic radial forces and stiffness matrices for a centrifugal pump-impeller. *ASME J. Fluids Eng.*, **107**, No. 3, 307--315.
- ⊕ Childs, D.W. (1983a). Dynamic analysis of turbulent annular seals based on Hirs' lubrication equation. *ASME J. Lubr. Tech.*, **105**, 429--436.
- ⊕ Childs, D.W. (1983b). Finite length solutions for rotordynamic coefficients of turbulent annular seals. *ASME J. Lubr. Tech.*, **105**, 437--445.
- ⊕ Childs, D.W. (1987). Fluid structure interaction forces at pump-impeller-shroud surfaces for rotordynamic calculations. *ASME Symp. on Rotating Machinery Dynamics*, **2**, 581--593.
- ⊕ Childs, D.W. (1989). Fluid structure interaction forces at pump-impeller-shroud surfaces for rotordynamic calculations. *ASME J. Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design*, **111**, 216--225.
- ⊕ Childs, D.W. and Dressman, J.B. (1982). Testing of turbulent seals for rotordynamic coefficients. *Proc. Workshop on Rotordynamic Instability Problems in High-Performance Turbomachinery, NASA Conf. Publ. 2250*, 157--171.
- ⊕ Childs, D.W. and Dressman, J.B. (1985). Convergent-tapered annular seals: analysis and testing for rotordynamic coefficients. *ASME J. Tribology*, **107**, 307--317.
- ⊕ Childs, D.W. and Kim, C.-H. (1985). Analysis and testing for rotordynamic coefficients of turbulent annular seals with different directionally homogeneous surface roughness treatment for rotor and stator elements. *ASME J. Tribology*, **107**, 296--306.
- ⊕ Childs, D.W. and Scharrer, J.K. (1986). Experimental rotordynamic coefficient results for teeth-on-rotor and teeth-on-stator labyrinth gas seals. *Proc. Adv. Earth-to-Orbit Propulsion Tech. Conf., NASA Conf. Publ. 2436*, 327--345.
- ⊕ Colding-Jorgensen, J. (1979). The effect of fluid forces on rotor stability of centrifugal compressors and pumps. *Ph.D. Thesis, Tech. Univ. of Denmark*.
- ⊕ Domm, H. and Hergt, P. (1970). Radial forces on impeller of volute casing pumps. In *Flow Research on Blading* (ed: L.S. Dzung), Elsevier Publ. Co., 305--321.
- ⊕ Dowson, D. and Taylor, C.M. (1979). Cavitation in bearings. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **11**, 35--66.
- ⊕ Doyle, H.E. (1980). Field experiences with rotordynamic instability in highperformance turbomachinery. *Proc. First Workshop on Rotordynamic Instability Problems in High-Performance Turbomachinery, NASA Conf. Pub. 2133*, 3--13.
- ⊕ Duncan, A.B. (1966). Vibrations in boiler feed pumps: a critical review of experimental and service experience. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **181**, 55--64.

- ⊕ Ehrich, F. and Childs, D. (1984). Self-excited vibration in high-performance turbomachinery. *Mech. Eng.*, May 1984, 66--79.
- ⊕ Ek, M.C. (1978). Solution of the subsynchronous whirl problem in the high pressure hydrogen turbomachinery of the Space Shuttle Main Engine. *Proc. AIAA/SAE 14th Joint Propulsion Conf., Las Vegas, Nevada, Paper No. 78-1002*.
- ⊕ France, D. (1986). Rotor instability in centrifugal pumps. *Shock and Vibr. Digest of Vibr. Inst.*, Jan.1986, 9--13.
- ⊕ Franz, R. and Arndt, N. (1986). Measurements of hydrodynamic forces on the impeller of the HPOTP of the SSME. *Calif. Inst. of Tech., Div. Eng. and Appl. Sci., Report No. E249*.
- ⊕ Franz, R., Acosta, A.J., Brennen, C.E., and Caughey, T.K. (1990). The rotordynamic forces on a centrifugal pump impeller in the presence of cavitation. *ASME J. Fluids Eng.*, **112**, 264--271.
- ⊕ Fritz, R.J. (1970). The effects of an annular fluid on the vibrations of a long rotor. Part I---Theory and Part II---Test. *ASME J. Basic Eng.*, **92**, 923--937.
- ⊕ Grabow, G. (1964). Radialdruck bei Kreiselpumpen. *Pumpen und Verdichter*, No. 2, 11--19.
- ⊕ Guinzburg, A., Brennen, C.E., Acosta, A.J., and Caughey, T.K. (1990). Measurements of the rotordynamic shroud forces for centrifugal pumps. *Proc. ASME Turbomachinery Forum*, **FED-96**, 23--26.
- ⊕ Hergt, P. and Krieger, P. (1969-70). Radial forces in centrifugal pumps with guide vanes. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **184**, Part 3N, 101--107.
- ⊕ Hirs, G.G. (1973). A bulk-flow theory for turbulence in lubricant films. *ASME J. of Lubr. Tech.*, April 1973, 137--146.
- ⊕ Hori, Y. (1959). A theory of oil whip. *ASME J. Appl. Mech.*, June 1959, 189--198.
- ⊕ Iversen, H.W., Rolling, R.E., and Carlson, J.J. (1960). Volute pressure distribution, radial force on the impeller and volute mixing losses of a radial flow centrifugal pump. *ASME J. Eng. for Power*, **82**, 136--144.
- ⊕ Jerry, B. and Franz, R. (1982). Stiffness matrices for the Rocketdyne diffuser volute. *Calif. Inst. of Tech., Div. Eng. and Appl. Sci., Report No. E249.1*.
- ⊕ Jerry, B., Acosta, A.J., Brennen, C.E., and Caughey, T.K. (1985). Forces on centrifugal pump impellers. *Proc. Second Int. Pump Symp., Houston, Texas*, 21--32.

- ⊕ Karyeaclis, M.P., Miskovish, R.S., and Brennen, C.E. (1989). Rotordynamic tests in cavitation of the SEP inducer. *Calif. Inst. of Tech., Div. of Eng. and Appl. Sci., Report E200.27*.
- ⊕ KSB. (1975). *KSB Centrifugal pump lexicon*. Klein, Schanzlin and Becker, Germany.
- ⊕ Lomakin, A.A. (1958). Calculation of the critical speed and the conditions to ensure dynamic stability of the rotors in high pressure hydraulic machines, taking account of the forces in the seals (in Russian). *Energomashinostroenie*, **14**, No.4, 1--5.
- ⊕ Loret, J.A. and Gopalakrishnan, S. (1983). Interaction between impeller and volute of pumps at off-design conditions. *Proc. ASME Symp. on Performance Characteristics of Hydraulic Turbines and Pumps*, **FED-6**, 135--140.
- ⊕ Makay, E. and Szamody, O. (1978). Survey of feed pump outages. *Electric Power Res. Inst. Rep. FP-754*.

- ④ Marscher, W.D. (1988). Subsynchronous vibration in boiler feed pumps due to stable response to hydraulic forces at part-load. *Proc. I.Mech.E. Conf. on Part Load Pumping, London*, 167--175.
- ④ Miskovish, R.S. and Brennen, C.E. (1992). Some unsteady fluid forces measured on pump impellers. *ASME J. Fluids Eng.*, **114**, 632--637.
- ④ Newkirk, B.L. and Taylor, H.D. (1925). Shaft whipping due to oil action in journal bearing. *General Electric Review*, Aug. 1925, 559-568.
- ④ Nordmann, R. and Massmann, H. (1984). Identification of dynamic coefficients of annular turbulent seals. *Proc. Workshop on Rotordynamic Instability Problems in High-Performance Turbomachinery, NASA Conf. Publ. 2338*, 295--311.
- ④ Ohashi, H. and Shoji, H. (1984a). Theoretical study of fluid forces on whirling centrifugal impeller (in Japanese). *Trans. JSME*, **50**, No. 458 B, 2518--2523.
- ④ Ohashi, H. and Shoji, H. (1984b). Lateral fluid forces acting on a whirling centrifugal impeller in vaneless and vaned diffuser. *Proc. Workshop on Rotordynamic Instability Problems in High Performance Turbomachinery, NASA Conf. Publ. 2338*, 109--122.
- ④ Pinkus, O. and Sternlicht, B. (1961). *Theory of hydrodynamic lubrication*. McGraw-Hill, New York.
- ④ Pollman, E., Schwerdtfeger, H., and Termuehlen, H. (1978). Flow excited vibrations in high pressure turbines (steam whirl). *ASME J. Eng. for Power*, **100**, 219--228.
- ④ Rosenmann, W. (1965). Experimental investigations of hydrodynamically induced shaft forces with a three bladed inducer. *Proc. ASME Symp. on Cavitation in Fluid Machinery*, 172--195.
- ④ Shoji, H. and Ohashi, H. (1980). Fluid forces on rotating centrifugal impeller with whirling motion. *Proc. First Workshop on Rotordynamic Instability Problems in High-Performance Turbomachinery, NASA Conf. Pub. 2133*, 317--328.
- ④ Stepanoff, A.J. (1957). *Centrifugal and axial flow pumps*. John Wiley and Sons, Inc., New York.
- ④ Thompson, W.E. (1978). Fluid dynamic excitation of centrifugal compressor rotor vibrations. *ASME J. Fluids Eng.*, **100**, No. 1, 73--78.
- ④ Tsujimoto, Y., Acosta, A.J., and Brennen, C.E. (1988). Theoretical study of fluid forces on a centrifugal impeller rotating and whirling in a volute. *ASME J. Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design*, **110**, 263--269.
- ④ Vance, J.M. (1988). *Rotordynamics of turbomachinery*. John Wiley and Sons, New York.
- ④ Wachter, J. and Benckert, H. (1980). Flow induced spring coefficients of labyrinth seals for application in rotordynamics. *Proc. Workshop on Rotordynamic Instability problems in High Performance Turbomachinery, NASA Conf. Publ. 2133*, 189--212.
- ④ Yamada, Y. (1962). Resistance of flow through an annulus with an inner rotating cylinder. *Bull. JSME*, **5**, No. 18, 302--310.

معادل فارسی واژه های تخصصی

شماره	کلمه انگلیسی	کلمه فارسی	توضیحات
۱	Wake	پس اثر	
۲	Cascade	ردیفه	
۳	Upstream	جریان پاد	
۴	Downstream	جریان سو	
۵	Vortex	گرداب	
۶	Vorticity	تاوانی	
۷	Eddy	ریز گرداب	
۸	Annulus	فضای حلقوی	
۹	Seal	آب بند	
۱۰	Inertance	لختی	
۱۱	Lift	برار	
۱۲	Drag	پسار	
۱۳	Oil wheep	ضربه روغن	
۱۴	Eccentricity	برون مرکزی	
۱۵	Whirl	چرخش	
۱۶	Preswirl	پیش چرخش	
۱۷	Cut water	آب شکن	
۱۸	Tap	نقطه برداشت	
۱۹	Hub	نافی	
۲۰	Meridional	نصف النهاری	